

# **Dynamisches Verhalten von Magneto-Kopplern und ferromagnetischen Nano-Schichten**



## **Dissertation**

zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)  
der Naturwissenschaftlichen Fakultät II – Physik  
der Universität Regensburg

vorgelegt von

**Stefan Ganzer**

aus München

November 2004



Promotionsgesuch eingereicht am: 23. November 2004

Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. G. Bayreuther

**Prüfungsausschuss:**

Vorsitzender: Prof. Dr. M. Brack

1. Gutachter: Prof. Dr. G. Bayreuther

2. Gutachter: Prof. Dr. D. Weiss

weiterer Prüfer: Prof. Dr. K. F. Renk

Promotionskolloquium am: 05. April 2005



## Inhaltsverzeichnis

	<b>Abkürzungen und Symbole</b>	5
	<b>Einheitensystem</b>	9
1	<b><u>Einleitung</u></b>	11
2	<b><u>Dynamisches Verhalten von Magneto-Kopplern</u></b>	17
2.1	<b>Übertragungseigenschaften auf dem Markt erhältlicher Koppler und grundsätzlicher Aufbau von Magneto-Kopplern</b>	17
2.1.1	Induktiver Koppler der Firma <i>Analog Devices</i>	17
2.1.2	Der GMR-Effekt und grundsätzlicher Aufbau von Magneto-Kopplern	20
2.1.3	Magneto-Koppler der Firma <i>Nonvolatile Electronics</i>	24
2.2	<b>Nicht-magnetoresistive Effekte in Magneto-Kopplern und experimentelle Überlegungen</b>	28
2.2.1	Kapazitives und induktives Übersprechen (= <i>crosstalk</i> )	28
2.2.2	Induktivität $L$ der Mikro-Spule	30
2.2.3	Magnetisches Feld ober- bzw. unterhalb einer Mikrostreifenleitung	32
2.2.4	Kontaktierung der Messobjekte	34
2.3	<b>Optimierung der schnellen Pulsübertragung eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)</b>	38
2.3.1	Aufbau und DC-Verhalten des untersuchten Magneto-Kopplers	38
2.3.2	Experimenteller Messaufbau	42
2.3.3	Nachweis der Bandbreite von mindestens 550 MHz und Diskussion	43
2.4	<b>Dynamisches Verhalten eines GMR-Einzelements innerhalb eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)</b>	47
2.4.1	Aufbau und DC-Verhalten des untersuchten Einzelements	47

2.4.2	Experimenteller Messaufbau	49
2.4.3	Übersprechen versus „echtes“ magnetisches Signal: Frequenzabhängigkeit der Amplituden	52
2.4.4	Nachweis der Bandbreite von 875 MHz und Diskussion	54
2.5	<b>Ultraschnelle Pulsübertragung mittels eines an 50 Ohm angepassten Magneto-Kopplers</b>	58
2.5.1	Aufbau und DC-Verhalten des selbst konzipierten Kopplers	58
2.5.2	Experimenteller Messaufbau	63
2.5.3	Nachweis der ultimativen Bandbreite von 1,2 GHz und Diskussion	65
3	<b><u>Magnetisierungsdynamik ferromagnetischer Nano-Schichten</u></b>	71
3.1	<b>Theoretische Grundlagen der Magnetisierungsdynamik</b>	71
3.1.1	Beiträge zur freien Energiedichte eines dünnen Ferromagneten	73
3.1.2	Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung und Kittel-Formel	77
3.1.3	Zusammenhang Messkurve – Dämpfungsparameter $\alpha$	80
3.2	<b>Dimensionierung und Charakterisierung koplanarer Wellenleiter (CPWs)</b>	83
3.2.1	Dimensionierung und Herstellung koplanarer Wellenleiter	83
3.2.2	Charakterisierung koplanarer Wellenleiter bzgl. Anstiegszeit und Bandbreite	85
3.3	<b>PIMM-Messungen an <i>Permalloy</i></b>	89
3.3.1	Beschreibung der Messmethode und experimenteller Messaufbau	89
3.3.2	Dimensionen und DC-Eigenschaften der untersuchten Py-Schicht	91
3.3.3	Messungen nach Pulsende – Unterdrücken des Nachklingelns	93
3.3.4	Messungen nach ansteigender Pulsflanke – nicht-lineare Effekte	99
3.4	<b>VNA-FMR-Messungen an <i>Permalloy</i></b>	110

3.4.1	Beschreibung der Messmethode und experimenteller Messaufbau	110
3.4.2	Messungen mit <i>bias</i> -Feld in x-Richtung (= l. R.)	112
3.4.3	Messungen mit <i>bias</i> -Feld unter 45° zur x-Richtung bzw. l. R.	115
3.5	<b>VNA-FMR-Messungen an epitaktischem Fe auf GaAs(001)</b>	118
3.5.1	Dimensionen und DC-Eigenschaften der untersuchten Fe-Schicht	118
3.5.2	Messungen mit <i>bias</i> -Feld in x-Richtung (= l. R. der vierzähligen Anisotropie) - Grenzflächeneffekte	121
4	<b><u>Zusammenfassung und Ausblick</u></b>	127
	<b>Literaturverzeichnis</b>	131
	<b>Danksagung</b>	137





## Abkürzungen und Symbole

Im Folgenden sind die in dieser Arbeit verwendeten Abkürzungen und Symbole mit jeweils einer kurzen Erläuterung aufgeführt:

$\alpha$	phänomenologischer Dämpfungsparameter
AAF	<i>artificial antiferromagnet</i> (künstlicher Antiferromagnet)
AC	<i>alternating current</i> (Wechselstrom)
AD	<i>Analog Devices, Inc.</i>
AMR	<i>anisotropic magnetoresistance</i> (anisotroper Magnetowiderstand)
Ar	Argon (Element)
Au	Gold (Element)
$B$	magnetische Flussdichte
$BW$	<i>bandwidth</i> (Bandbreite)
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$C$	Kapazität
CIP	<i>current in the plane</i> (Strom in der Ebene)
CPP	<i>current perpendicular to the plane</i> (Strom senkrecht zur Ebene)
CPW	<i>coplanar waveguide</i> (koplanarer Wellenleiter)
Cr	Chrom (Element)
dB	Dezibel
DC	<i>direct current</i> (Gleichstrom)
$E$	elektrisches Feld
$E_{an}, \epsilon_{an}, \epsilon_K$	Anisotropieenergie bzw. -energiedichte, auch: Kristallanisotropie
$E_d, \epsilon_d$	Dipolfeldenergie bzw. -energiedichte oder Energie bzw. Energiedichte des

	entmagnetisierenden Feldes
$E_{ex}, \varepsilon_{ex}$	Austauschenergie bzw. -energiedichte
$\varepsilon_r$	(relative) Dielektrizitätskonstante
$E_Z, \varepsilon_Z$	Zeeman-Energie bzw. -energiedichte
$E_{min}$	Energieminimum
EMI	elektromagnetische Interferenz
$f$	Frequenz
$f_{Pr\ddot{a}z.}, f_P$	Präzessionsfrequenz
$\Phi$	magnetischer Fluss
Fe	Eisen (Element)
FMR	ferromagnetische Resonanz
$g$	<i>gap</i> -Breite bzw. g-Faktor (Landé-Faktor)
$\gamma$	gyromagnetisches Verhältnis
GMR	<i>giant magnetoresistance</i> (Riesenmagnetowiderstand)
$H$	magnetische Feldstärke
$H_d$	Dipolfeld oder entmagnetisierendes Feld
$H_{eff}$	effektives Magnetfeld
$H_k$	Anisotropiefeld
HF	Hochfrequenz
$I$	elektrischer Strom
Ir	Iridium (Element)
$j$	Stromdichte
$k$	Wellenvektor
$K_U$	Anisotropiekonstante (uniaxiale Anisotropie)

$K_0, K_1, K_2$	Anisotropiekonstanten (vierzählige Anisotropie)
$\lambda$	Wellenlänge
$L$	Induktivität
LLG	Landau-Lifshitz-Gilbert
l. R.	leichte Richtung
$\mu_0$	Vakuumpermeabilität
$L$	Drehimpuls
LVDS	<i>low voltage differential signal</i>
$m$	auf 1 normierte Magnetisierung
$M$	Magnetisierung
$M_S$	Sättigungsmagnetisierung
ML	Monolage(n)
MOKE	magneto-optischer Kerr-Effekt
MRAM	<i>magnetoresistive random access memory</i>
Mn	Mangan (Element)
$N$	Entmagnetisierungsfaktor
Ni	Nickel (Element)
NVE	<i>Nonvolatile Electronics, Inc.</i>
PECVD	<i>plasma enhanced chemical vapor deposition</i>
PIMM	<i>pulsed inductive microwave magnetometer</i>
PSPL	<i>Picosecond Pulse Labs, Inc.</i>
Py	<i>Permalloy</i> (= Ni <sub>81</sub> Fe <sub>19</sub> )
$R$	elektrischer Widerstand
$\sigma$	elektrische Leitfähigkeit

$S_{21}$	S-Parameter für die Transmission
Si	Silizium (Element)
s. R.	schwere Richtung
$T$	Drehmoment ( <i>torque</i> ) bzw. absolute Temperatur
$T_{Pr\ddot{a}z.}, T_P$	Präzessions-Umlaufzeit
TMR	<i>tunneling magnetoresistance</i> (Tunnelmagnetowiderstand)
$U$	elektrische Spannung
$v$	(Ausbreitungs-)Geschwindigkeit
VNA	Vektor-Netzwerkanalysator
$w$	Linienbreite oder (Mittel-)Leiterbreite
$Z$	(komplexe) Impedanz

## Einheitensystem

In dieser Arbeit wird bis auf die unten aufgeführten zwei Ausnahmen das internationale SI-Einheitensystem verwendet.

Wegen der weiten Verbreitung in der Magnetismus-Gemeinschaft werden allerdings im fließenden Text und zur Achsenbeschriftung für die magnetische Flussdichte  $B$  und die magnetische Feldstärke  $H$  die handlicheren cgs-Einheiten verwendet. Hierbei gelten folgende Umrechnungsfaktoren:

$$\begin{aligned} [B] &= 1 \text{ T (esla)} = 1 \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2} = 10^4 \text{ G (au\ss)} \\ [H] &= 1 \frac{\text{A}}{\text{m}} = \frac{4\pi}{1000} \text{ Oe (rsted)} \approx \frac{1}{80} \text{ Oe (rsted)} \end{aligned} \quad \{1\}$$



## **1 Einleitung**

Im Informationszeitalter des beginnenden 21. Jahrhunderts spielt die ultraschnelle Signalübertragung mit gleichzeitig hoher Signalintegrität eine immer bedeutendere Rolle. Die zu übertragenden Signale, seien sie analog oder - wie immer häufiger - digital, müssen insbesondere in Kommunikations- und anderen Netzwerken häufig große Distanzen vom Sender zum Empfänger zurücklegen. Dies führt oft dazu, dass Sender und Empfänger auf unterschiedlichem Massepotential liegen: Erdschleifen sind die Folge. Der resultierende Stromfluss im Masseleiter kann verschiedene negative Effekte auf das Netzwerk haben, wie z. B. starke Signalverzerrungen, unerwünschte elektromagnetische Interferenz (EMI) bis hin zur Beschädigung sensitiver Systemkomponenten ([1]).

Zur Vermeidung dieser Probleme müssen Schaltkreise, die auf verschiedenem Massepotential liegen, galvanisch voneinander getrennt werden. Die Methode der galvanischen Trennung wird seit jeher in vielen Bereichen der Elektrotechnik angewandt, um z. B. die Steuer- von der Lastseite oder die Niederspannungs- von der Hochspannungsseite eines Schaltkreises zu entkoppeln. Letzteres leisten klassische Transformatoren als Kopplerelement. Durch ein neuartiges planares Design (im Gegensatz zur recht groben Struktur des klassischen Transformators) kann auf dieser Technologie aufbauend ein sogenannter induktiver Koppler hergestellt werden, der aufgrund seiner monolithischen Integrierbarkeit in der Chip-basierten Informationstechnologie verwendbar ist (s. Abschnitt 2.1.1 zur Charakterisierung eines induktiven Kopplers der Firma *Analog Devices*). Allerdings kann ein induktiver Koppler zunächst nur zeitlich veränderliche Signale übertragen und benötigt daher einen Auffrisch-Mechanismus um auch bei geringen Signalfrequenzen zu funktionieren.

Heute werden jedoch für die oben genannten Aufgaben meist Optokoppler benutzt. Bei dieser etablierten Technologie wird das zu übertragende Signal mittels einer Leuchtdiode in ein Lichtsignal umgewandelt. Dieses durchläuft einen transparenten Isolator, der die galvanische Trennung gewährleistet, und wird schließlich von einer Photodiode detektiert und anschließend weiterverarbeitet. Zwar können mittels Optokopplern auch DC-Signale übertragen werden, sie zeigen jedoch eine Reihe von limitierenden Eigenschaften, die ihrem Einsatz bei der ultraschnellen Signalübertragung entgegenstehen ([1]): Zum Einen sind Optokoppler als relativ große, diskrete Bauelemente nicht monolithisch integrierbar.

Außerdem arbeiten sie meist nur bis ca. 75 °C zuverlässig. Da Optokoppler aus Dioden aufgebaut sind, können sie unterhalb einer gewissen Schwellenspannung nicht betrieben werden, was u. a. zu einer vergleichsweise hohen Leistungsaufnahme führt. Schließlich ist als entscheidender Nachteil die begrenzte Bandbreite von herkömmlichen Optokopplern von ca. 25 MHz anzuführen ([2]).

Die neuartige Technologie der in dieser Arbeit untersuchten Magneto-Koppler ist nun in der Lage, diese Nachteile zu überwinden. In Magneto-Kopplern wird das zu übertragende Signal in einen Strom durch eine planare Mikro-Spule umgewandelt. Das resultierende, zum Strom proportionale Signal in Form eines Magnetfelds durchläuft eine Isolationsschicht mit hoher Durchschlagsfestigkeit und wird schließlich von einem magnetoresistiven Sensor detektiert. Dieser Sensor auf Basis des GMR-Effekts (*giant magnetoresistance*-Effekt) ändert seinen elektrischen Widerstand mit angelegtem Magnetfeld (genauer zum GMR-Effekt und zum Aufbau des Magneto-Kopplers s. Abschnitt 2.1.2). Magneto-Koppler zeichnen sich gegenüber Optokopplern durch folgende günstige Eigenschaften aus ([1], [3]), die ihn als geeigneten Kandidaten für die ultraschnelle Signalübertragung ausweisen: Zunächst lassen sich diese Koppler aufgrund ihres planaren, relativ einfachen und lateral klein dimensionierbaren Aufbaus leicht in Si-Schaltkreise monolithisch integrieren, was reduzierte Herstellungskosten bedingt. Ferner arbeiten sie auch bei Temperaturen über 100 °C zuverlässig. Da sowohl die Widerstandsänderung des GMR-Sensors proportional zum magnetischen Signal als auch dieses wiederum proportional zum zu übertragenden Stromsignal ist, benötigen Magneto-Koppler keine bestimmte Mindestspannung zum störungsfreien Betrieb, kommen beispielsweise also auch mit Versorgungsspannungen  $\leq 3,3$  V aus, was zu einer relativ geringen Leistungsaufnahme führt. Letztlich ist jedoch die im Vergleich zu Optokopplern wesentlich höhere Bandbreite als entscheidender Vorteil zu nennen: Bereits der auf dem Markt käuflich zu erwerbende *high speed digital coupler* IL 710 der Firma *Nonvolatile Electronics* weist eine Bandbreite von 200 MHz auf (s. entsprechendes Datenblatt, [4]: Die dort angegebene maximale Datenrate von 100 MBd = 100 Mbit/s entspricht etwa einer Bandbreite von 200 MHz.).

Welche Bandbreite mit Magneto-Kopplern aber tatsächlich erreichbar ist, wurde im Detail bisher noch nicht untersucht. Physikalisch sollte sie nur durch die Frequenz der Larmor-Präzession der magnetischen Momente in ferromagnetischen Schichten limitiert sein, die für die zur Verwendung kommenden Materialien im Bereich von 1-10 GHz liegt. Den



ersten Hauptteil dieser Arbeit stellt daher die Untersuchung des dynamischen Verhaltens von Magneto-Kopplern dar mit dem Ziel der genauen Bestimmung der ihre Bandbreite limitierenden Faktoren (Kapitel 2):

In Abschnitt 2.1 werden zunächst verschiedene auf dem Markt erhältliche Koppler vorgestellt und bezüglich ihrer Übertragungseigenschaften charakterisiert. Dies beinhaltet auch die Erläuterung des grundsätzlichen Aufbaus eines Magneto-Kopplers sowie des zugrundeliegenden GMR-Effekts. Auf allgemeine die schnelle galvanisch isolierte Signalübertragung betreffende Überlegungen wie z. B. das kapazitive und induktive Übersprechen oder die mit der Mikro-Spule erreichbaren Felder wird in Abschnitt 2.2 eingegangen. An einem Magneto-Koppler-Prototyp der Firma Siemens AG, Erlangen, der auf *wafer*-Ebene vorlag (d. h. noch nicht in ein Gehäuse eingebaut), wurde durch Anlegen externer Magnetfelder (sog. *bias*-Felder) die Pulsübertragung erstmals soweit optimiert, dass eine Bandbreite von 550 MHz erreicht werden konnte (s. Abschnitt 2.3). Dieser Prototyp besteht (wie bei Magneto-Kopplern üblich) auf der Detektionsseite aus 4 magnetoresistiven Sensoren, die zu einer Wheatstone-Brücke verschaltet sind. Diese Konfiguration gewährleistet eine sehr sensitive Magnetfeld-Detektion, wobei man eine elektrische Ausgangsspannung „um Null“ erhält (abgesehen von einem evtl. vorhandenen Offset), was die Weiterverarbeitung und Verstärkung des Ausgangssignals erleichtert. Außerdem wird dadurch eine erhöhte Temperaturstabilität erreicht. Tiefergehende Informationen über die Mechanismen, die das dynamische Verhalten dieses Bauelements bestimmen, erhält man jedoch erst durch die Untersuchung der dynamischen Eigenschaften eines GMR-Einzelelements innerhalb der Wheatstone-Brücke. Abschnitt 2.4 widmet sich daher eingehend eben diesem Vorhaben, das an einem weiteren Magneto-Koppler-Prototyp der Firma Siemens AG verwirklicht wurde. Hier konnte sodann eine Bandbreite von 875 MHz demonstriert werden. All die oben erwähnten Koppler sind sowohl auf der Eingangs- als auch auf der Ausgangsseite nicht gezielt für hohe Frequenzen über 100 MHz ausgelegt. Ein selbst konzipierter und hergestellter Magneto-Koppler, dessen Signalpfade gut an  $50\ \Omega$  angepasst sind, zeigt daher erwartungsgemäß noch bessere Übertragungseigenschaften und eine Bandbreite von 1,2 GHz auch ohne Anlegen externer Magnetfelder. Dieser Koppler wird in Abschnitt 2.5 vorgestellt.

Wie erwähnt erfolgt die Detektion des magnetischen Signals in einem Magneto-Koppler mittels magnetoresistiver Sensoren, die den GMR-Effekt zeigen. Derartige Sensorelemente bestehen im Wesentlichen aus drei nur wenige Nanometer dünnen Schichten, wobei die

obere und untere aus einem ferromagnetischen, die dazwischen liegende aus einem nichtmagnetischen Material bestehen. Insbesondere die ferromagnetischen Nano-Schichten determinieren hierbei das dynamische Verhalten des Kopplers. Um nun noch tieferen Einblick und fundierteres Verständnis sowie konkrete Optimierungsvorschläge der bereits vorhandenen Bauelemente zu gewinnen, wurden dynamische Messungen an diesen ultradünnen ferromagnetischen Einzelschichten außerhalb der Kopplergeometrie durchgeführt. Die Ergebnisse dieser fundamentalen Untersuchungen der sog. Magnetisierungsdynamik (oder auch Spindynamik) ferromagnetischer Materialien sind für ein weit über die Magneto-Koppler hinausreichendes Anwendungsfeld relevant: So spielt die Magnetisierungsdynamik beispielsweise in den heutzutage verwendeten Festplattenleseköpfen auf GMR-Basis eine entscheidende Rolle beim Erreichen immer höherer Leseraten. Auch ein neuartiger nichtflüchtiger Datenspeicher, der sog. MRAM (*magnetoresistive random access memory*), kann nur bei entsprechend kurzen Schreib- und Lesezeiten den bestehenden Halbleiter-Speichertechnologien Konkurrenz machen. Auch hier bildet also die Magnetisierungsdynamik eine entscheidende Komponente zum Erfolg. All dies motiviert den zweiten Hauptteil der vorliegenden Arbeit, der sich mit der Magnetisierungsdynamik von ultradünnen ferromagnetischen Einzelschichten beschäftigt (Kapitel 3):

Nach einer kurzen Abhandlung der wichtigsten theoretischen Grundlagen der Magnetisierungsdynamik ausgehend von der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (Abschnitt 3.1) widmet sich Abschnitt 3.2 der Herstellung und Charakterisierung von koplanaren Wellenleitern. Diese stellen die hochfrequenztaugliche Weiterentwicklung der Mikro-Spulen in den Kopplern dar und dienen ebenso der Magnetfelderzeugung (aus einem propagierenden Stromsignal). Mittels lithographischer Methoden konnten derartige Wellenleiter mit einer Bandbreite von mindestens 20 GHz hergestellt werden. Mit Hilfe dieser Wellenleiter wurde nun das in magnetoresistiven Anwendungen sehr häufig verwendete weichmagnetische *Permalloy* Py ( $= \text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ) dynamisch untersucht: Die in Abschnitt 3.3 beschriebene induktive Methode liefert Aussagen über relevante Materialeigenschaften des Py (insbesondere magnetische Anisotropien) sowie sein Dämpfungsverhalten. Ferner kann mittels dieser Methode das Unterdrücken des sog. Nachklingelns nach Anregung einer ferromagnetischen Schicht demonstriert werden. Genauere Aussagen über das Dämpfungsverhalten sind mit einer Messmethode möglich, die die bewährten Möglichkeiten der klassischen FMR-Messung (ferromagnetische Resonanz) mit dem Vorzug des sehr großen Dynamikumfangs eines Netzwerkanalysators

verbindet (s. Abschnitt 3.4). Eben diese empfindliche Messmethode erlaubt auch die dynamische Untersuchung von mikrostrukturierten epitaktischen Fe-Schichten auf GaAs(001). Alle sonst in dieser Arbeit verwendeten Materialien weisen eine polykristalline Struktur auf, was insbesondere bei den industriell gefertigten Kopplern in dem wirtschaftlichen Herstellungsprozess mittels einer *Sputter*-Anlage begründet liegt. Epitaktische Schichten müssen mittels Molekularstrahl-Epitaxie hergestellt werden, einem vergleichsweise aufwendigen Prozess. Jedoch erlaubt die Untersuchung epitaktischer Schichten aufgrund ihrer strengen Symmetrie fundamentalere Aussagen, hier z. B. über die Magnetisierungsdynamik (s. Abschnitt 3.5).

Nach einer kurzen Zusammenfassung der wichtigsten experimentellen Ergebnisse schließt diese Arbeit mit einer Einschätzung der Zukunftsperspektiven von Magneto-Kopplern sowie magnetoelektronischen Bauelementen im Allgemeinen (Kapitel 4).

Die wissenschaftliche Zielsetzung dieser Arbeit besteht also in der Untersuchung des dynamischen Verhaltens ferromagnetischer Nano-Schichten, die dem fundamentalen Verständnis der die Magnetisierungsdynamik bestimmenden Faktoren dient. Insbesondere das Dämpfungsverhalten und der Einfluss der beteiligten magnetischen Anisotropien sind hier von größtem Interesse. Die resultierenden Erkenntnisse geben zugleich physikalische Grenzen für die Funktionsweise von magnetoelektronischen Bauelementen an. Die technologische Zielsetzung dieser Arbeit besteht in diesem Zusammenhang darin, diese Grenzen am Beispiel des Magneto-Kopplers zu verifizieren bzw. die physikalischen Ursachen für weitere die Funktionsweise dieses Bauelements limitierende Faktoren zu ergründen.

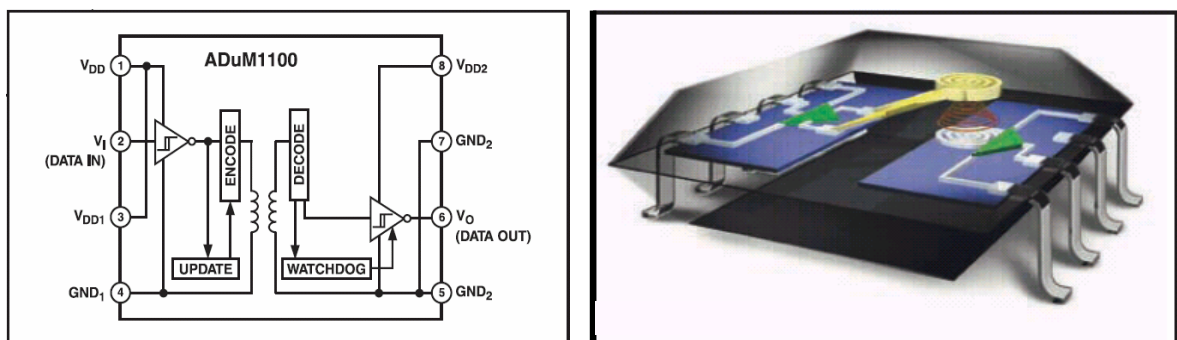


## 2 Dynamisches Verhalten von Magneto-Kopplern

### 2.1 Übertragungseigenschaften auf dem Markt erhältlicher Koppler und grundsätzlicher Aufbau von Magneto-Kopplern

#### 2.1.1 Induktiver Koppler der Firma *Analog Devices*

Der *high-speed digital isolator* ADuM1100BR von *Analog Devices* (AD) nutzt das Transformatorprinzip zur galvanisch isolierten Signalübertragung (s. Abb. 1): Das Eingangssignal  $V_I$  (*DATA IN*) wird in ein Stromsignal durch eine Planarspule umgewandelt (linke Bauteilseite). Das resultierende magnetische Feld transmittiert die Information zu einer zweiten Planarspule, in welche es induktiv einkoppelt. Nach einer erneuten Signalaufbereitung kann schließlich das galvanisch isolierte Signal  $V_O$  (*DATA OUT*) ausgegeben werden (rechte Bauteilseite). Ein patentierter Auffrisch-Mechanismus gewährleistet dabei, dass auch DC-Signale korrekt übertragen werden (*WATCHDOG*).



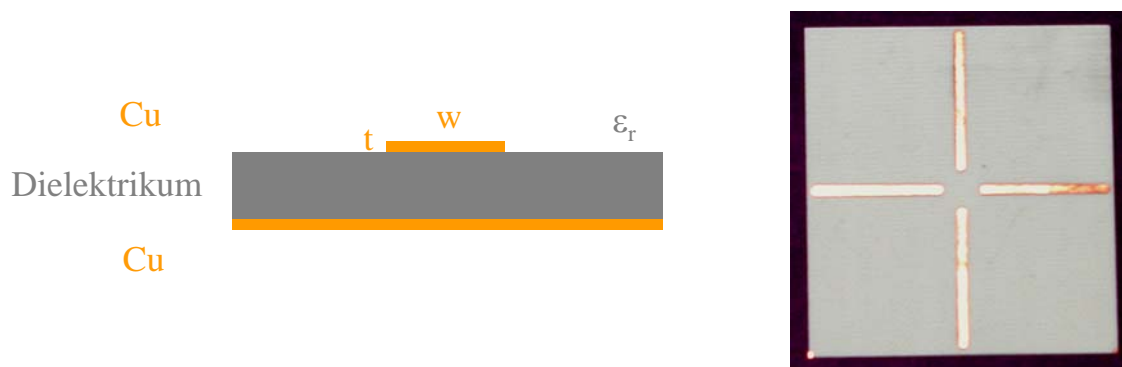
**Abb. 1** Prinzipschaltskizze des AD-Kopplers (links) und monolithische Realisierung der Planarspulen (rechts) (aus [6]).

Die Pinbelegung und Packungsart dieses Bauelements entsprechen exakt denjenigen von üblichen Optokopplern, so dass letztere mühelos durch den induktiven Koppler ersetzt werden können (vgl. auch Abb. 8). Dies ist für die Markteinführung von entscheidendem Vorteil, da dadurch keinerlei Änderungen am Schaltungsdesign vorgenommen werden müssen, wenn die galvanische Trennung von Schaltkreisen an einer bestimmten Stelle

## 2.1 Übertragungseigenschaften auf dem Markt erhältlicher Koppler und grundsätzlicher Aufbau von Magneto-Kopplern

einmal durch ein schnelleres Bauelement gewährleistet sein soll: Der AD-Koppler ist nämlich mit einer Datenrate von bis zu 100 Mbit/s spezifiziert, entsprechend einer Bandbreite von etwa 200 MHz.

Das im Folgenden beschriebene Experiment hat zum Ziel, diese Spezifikation und damit die Übertragungseigenschaften des AD-Kopplers genauer zu untersuchen: Um eine hochfrequenztaugliche, d. h. an  $50\ \Omega$  angepasste Signalübertragung zum bzw. vom Koppler-Chip zu realisieren, wurde dieser auf die bis 12 GHz spezifizierte Hochfrequenzplatine RO 4003 der Firma *Rogers Corporation* aufgelötet. Die Signalpfade wurden in Form der Mikrostreifenleitung realisiert (s. Abb. 2), die für eine Impedanz von  $50\ \Omega$  bei den gegebenen Materialparametern (Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_r = 3,38$ , Dicke der Kupferkaschierung  $t = 35\ \mu\text{m}$ , Dicke des Dielektrikums  $h = 0,51\ \text{mm}$ ) auf eine Breite von  $w = 1,14\ \text{mm}$  zu dimensionieren ist (s. Formel {3.197} in [8]).

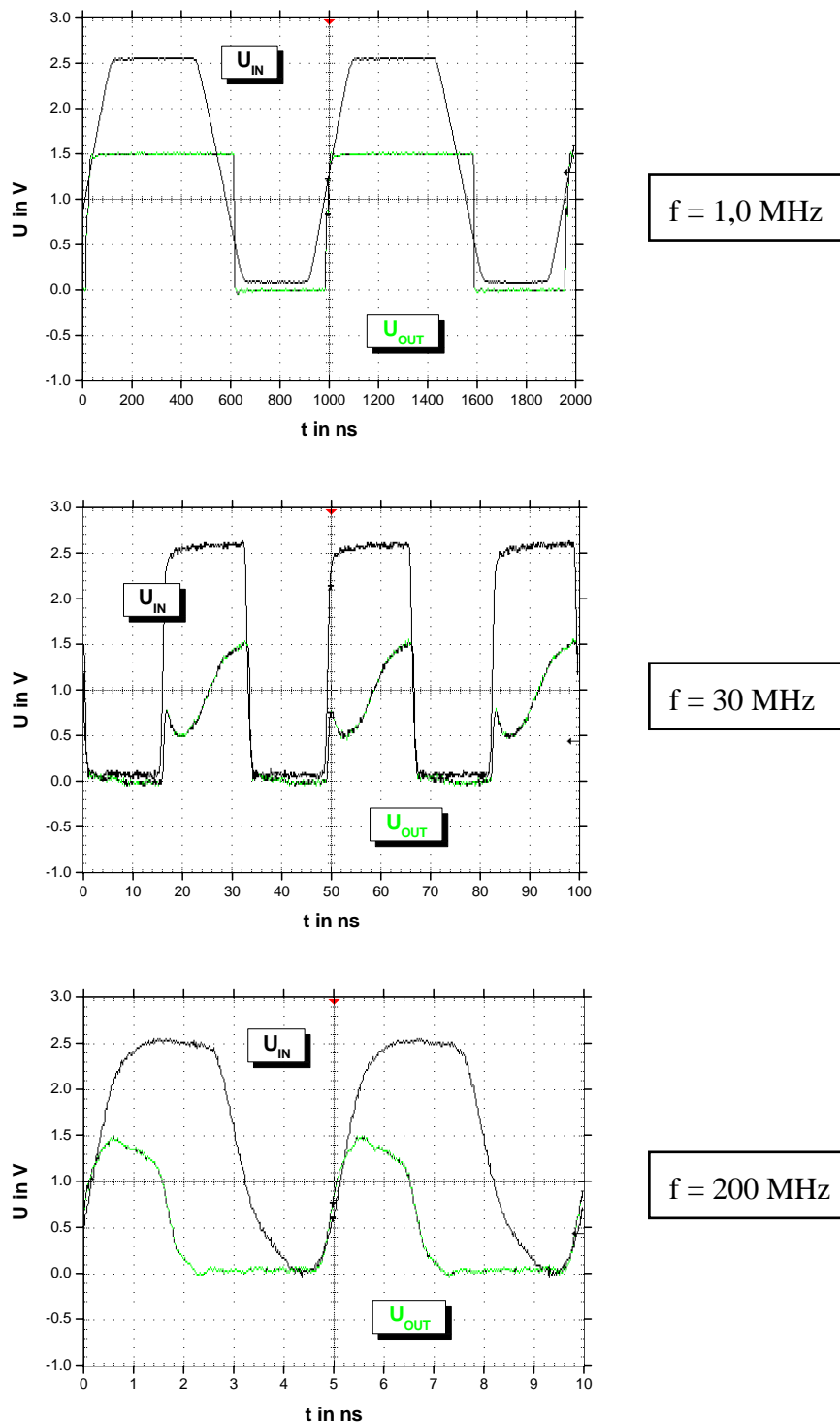


**Abb. 2** Geometrie einer Mikrostreifenleitung (links) sowie geätzte Realisierung (rechts).

Am Rand dieser Platine wurden SMA-Konnektoren aufgelötet, die eine Bandbreite von 18 GHz aufweisen. Auf diese Weise konnte der AD-Koppler auf der Eingangsseite mit einem Pulsgenerator (Modell 8082A von *Hewlett Packard*) und auf der Ausgangsseite mit einem 1 GHz-Speicheroszilloskop (Modell TDS 7104 von Tektronix, Eingänge auf  $50\ \Omega$  geschaltet) verbunden werden. Die Versorgungsspannungen betrugen  $V_{DD1} = V_{DD2} = 4,6\ \text{V}$ .

Abb. 3 zeigt die Antwort des induktiven Kopplers auf periodische Eingangssignale mit 2,5 V Amplitude. Es fällt zunächst auf, dass die Ausgangsspannung höchstens 1,5 V beträgt, obwohl ein nahe an der Versorgungsspannung liegender Wert zu erwarten ist. Dies liegt an der großen Last von  $50\ \Omega$  (durch den Oszilloskopeingang bedingt) am hochohmigen Ausgang des Bauelements.

## 2.1 Übertragungseigenschaften auf dem Markt erhältlicher Koppler und grundsätzlicher Aufbau von Magneto-Kopplern



**Abb. 3** Antwort des induktiven AD-Kopplers auf periodische Eingangssignale verschiedener Frequenz (horizontale Zeitverschiebung nicht dargestellt).

Ein Eingangssignal mit der Frequenz von 1,0 MHz wird offensichtlich einwandfrei übertragen, wobei die ursprüngliche Trapezform in eine Rechteckform umgewandelt wird – der Koppler bereitet also zusätzlich „schlechte“ digitale Signale auf (mittels eines

## 2.1 Übertragungseigenschaften auf dem Markt erhältlicher Koppler und grundsätzlicher Aufbau von Magneto-Kopplern

---

eingebauten Komparators). Ein 30 MHz-Rechtecksignal am Eingang offenbart, dass das Bauelement etwa 16 ns benötigt, um die maximale Amplitude von 1,5 V zu erreichen. In diesen ersten 16 ns ist das Ausgangssignal keineswegs rechteckig, allerdings wird die Pulsdauer noch korrekt übertragen, so dass digitale Signale mit 30 MHz Datenrate sicher noch fehlerfrei übermittelt werden können. Ein Eingangssignal mit 100 MHz Datenrate wird in diesem Sinne auch noch fehlerfrei übertragen (ohne Abb.), jedoch schaltet der Koppler bei 200 MHz das Ausgangssignal wesentlich vor der abfallenden Flanke des Eingangssignals wieder auf Null (unteres Bild) – hier ist also spezifikationsgemäß die Datentransmissionsrate des induktiven Kopplers von *Analog Devices* überschritten.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass mit dem AD-Koppler durchaus digitale Signale bis 100 MHz galvanisch isoliert übertragen werden können. Allerdings kann er spätestens ab 30 MHz (in der Tat schon ab 10 MHz, ohne Abb.) selbst ein rechteckiges Eingangssignal nicht mehr reproduzieren. Auf eben diesen Punkt, der letztlich die detailgetreue Transmission analoger Signale im Auge hat, wird in den Abschnitten 2.3 bis 2.5 eingegangen.

### 2.1.2 Der GMR-Effekt und grundsätzlicher Aufbau von Magneto-Kopplern

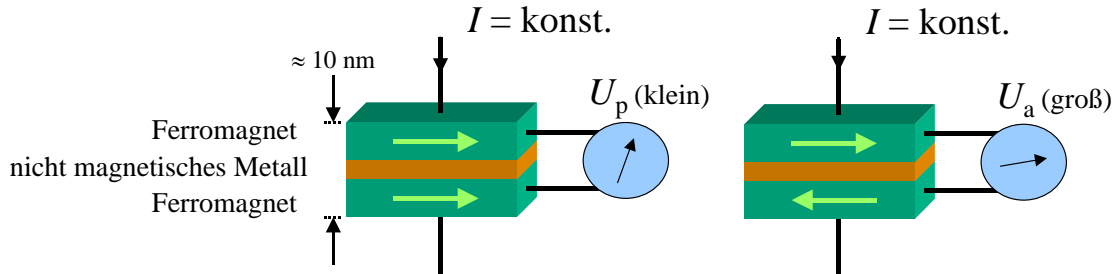
Es war im Jahre 1988, als Baibich et al. die erstaunliche Entdeckung von Widerstandsänderungen bis zu 50 % in ultradünnen  $(\text{Fe/Cr})_n$ -Viellagenschichten bei Anlegen eines externen Magnetfelds publizierten ([9]). Da der lange bekannte AMR-Effekt (*anisotropic magnetoresistance*) in den meisten Metallen verschwindend klein ist, im extremsten Fall auch nur 5 % beträgt, wurde der von Baibich et al. entdeckte magnetoresistive Effekt bald Riesenmagnetowiderstands-Effekt genannt, meist abgekürzt mit GMR-Effekt (*giant magnetoresistance*-Effekt).

Der GMR-Effekt wird im einfachsten Fall jedoch bereits in ultradünnen Dreilagensystemen, in denen zwei ferromagnetische Nano-Schichten durch eine nicht-magnetische Zwischenschicht getrennt sind, beobachtet. Ein qualitatives Bild des GMR-Effekts stützt sich auf die Tatsache, dass in einem Ferromagneten Streuprozesse für (Leitungs-) Elektronen verschiedener Spinorientierung relativ zum lokalen magnetischen Moment unterschiedlich stark sind. Dann nämlich unterscheidet sich der Widerstand des Schichtsystems im Fall, dass die Magnetisierung der beiden ferromagnetischen Lagen



## 2.1 Übertragungseigenschaften auf dem Markt erhältlicher Koppler und grundsätzlicher Aufbau von Magneto-Kopplern

gleichgerichtet ist (parallele Konfiguration) signifikant vom Fall, dass die Magnetisierung dieser beiden Lagen entgegengesetzt gerichtet ist (antiparallele Konfiguration):



**Abb. 4** Widerstand  $R$  eines GMR-Elements:  $R$  ist kleiner bei paralleler Konfiguration (links) als bei antiparalleler (rechts).

Dieser Effekt tritt sowohl in der in Abb. 4 gezeigten CPP-Geometrie (*current perpendicular to the plane*) als auch in der für Anwendungen relevanteren CIP-Geometrie (*current in the plane*) auf, wenn auch in etwas abgeschwächter Form. Der Magnetowiderstandswert ist dann wie folgt definiert:

$$GMR = \frac{U_a - U_p}{U_p} = \frac{R_a - R_p}{R_p} = \frac{\Delta R}{R_p} \quad \{2\}$$

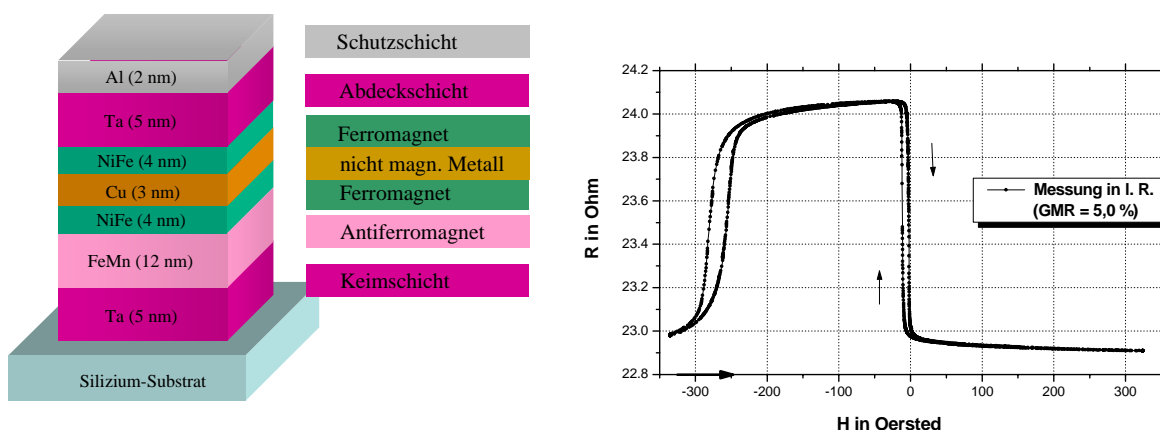
Entscheidend für die praktische Ausnutzung des GMR-Effekts ist damit, dass ohne externes Magnetfeld die antiparallele Konfiguration vorliegt, so dass durch anschließendes Anlegen eines Magnetfelds eine Widerstandsänderung durch das Umschalten einer der beiden Lagen hin zur parallelen Konfiguration erreicht werden kann. Dass eine derartige antiparallele Grundkonfiguration durch Einbringen einer geeigneten nicht-magnetischen Zwischenschicht bestimmter Dicke erreichbar ist, konnte bereits 1986 von Grünberg et al. durch Entdeckung der indirekten Zwischenschicht-Austauschkopplung nachgewiesen werden ([10]).

Die mikroskopische Ursache der erwähnten Abhängigkeit des Streuquerschnitts der (Leitungs-)Elektronen von ihrer Spinorientierung relativ zum lokalen magnetischen Moment liegt in der unterschiedlichen Zustandsdichte der Elektronen an der Fermi-Kante in einem Ferromagneten aufgrund der Austausch-Aufspaltung der Bänder. Für eine anschauliche, eher qualitative Beschreibung der mikroskopischen Ursache des GMR-Effekts wird auf den Artikel „*Giant magnetoresistance: A Primer*“ von White verwiesen ([11]), quantitative theoretische Aspekte werden im 3. Kapitel des *Topical Review* „*Spin*

## 2.1 Übertragungseigenschaften auf dem Markt erhältlicher Koppler und grundsätzlicher Aufbau von Magneto-Kopplern

*electronics – a review*“ von Gregg et. al. behandelt ([12]).

Eine in der Praxis häufig verwendete weitere Methode, die antiparallele (Grund-) Konfiguration zu erreichen, besteht darin, eine der beiden ferromagnetischen Schichten hartmagnetisch zu dimensionieren (jedenfalls magnetisch härter als die andere). Dies wird im sog. *spin valve* realisiert, in dem das obige Dreilagen-System um eine weitere antiferromagnetische Schicht ergänzt wird, z. B. durch FeMn oder IrMn. Die dem Antiferromagneten angrenzende ferromagnetische Schicht wird durch den Effekt des *exchange bias* (s. [13]) in einer bestimmten Richtung „gepinnt“, d. h. es werden relativ große Magnetfelder benötigt, um diese Schicht umzumagnetisieren. Ein möglicher Schichtaufbau und eine typische den *spin valve* charakterisierende Magnetowiderstandskurve sind in der folgenden Abbildung dargestellt (untersuchte Schichtsysteme stets hergestellt durch DC-Magnetron-Sputter-Deposition vom Institut für Physikalische Hochtechnologie e. V., Jena):



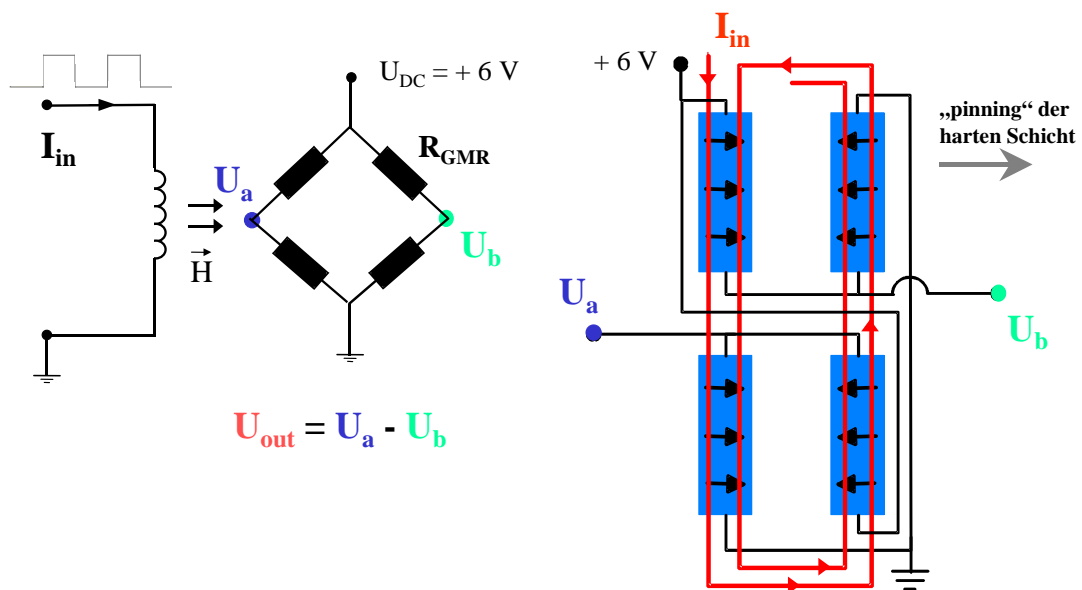
**Abb. 5** Möglicher Schichtaufbau eines *spin valve* (links) und typische Magnetowiderstandskurve in leichter Richtung (l. R.) (rechts).

Hierbei korrespondiert die sehr schmale und steile Hysterese um  $H = 0$  mit der Ummagnetisierung der weichen (oberen), sog. „freien“ NiFe-Schicht. Für die vollständige Ummagnetisierung der harten (unteren) „gepinnten“ Schicht sind in diesem Beispiel (negative) Felder über 300 Oe nötig. Die Hysterese um 0 ist aufgrund der durch Schichttrauhigkeiten verursachten ferromagnetischen *orange-peel*-Kopplung um etwa 7 Oe nach links verschoben (parallele Konfiguration bevorzugt).

Wie bereits in der Einleitung kurz dargelegt, wird im Magneto-Koppler das zu transmittierende Signal mittels eines magnetoresistiven Sensorelements detektiert. Diesem

## 2.1 Übertragungseigenschaften auf dem Markt erhältlicher Koppler und grundsätzlicher Aufbau von Magneto-Kopplern

Sensorelement liegt in der Praxis i. A. die beschriebene *spin valve*-Struktur zugrunde. Um nun einen kompletten Magneto-Koppler zu erhalten, wird der auf *wafer*-Ebene vorliegende *spin valve* zunächst in Streifen mikrostrukturiert. Um Offset-Fehler und Temperatur-Drift zu vermeiden, vor allem aber um ein möglichst hohes Ausgangssignal  $U_{out}$  zu erhalten, werden 4 Streifen in Form einer Wheatstone-Brücke miteinander verschaltet (s. Abb. 6 links). Eine genaue Betrachtung der Potentialverhältnisse innerhalb der Brücke ergibt, dass jeweils 2 gegenüberliegende Widerstände (= Streifen) ihren Wert in gleicher Weise verändern müssen (d. h. bei zweien erhöht sich, bei zweien erniedrigt sich der Widerstand), um ein maximales  $U_{out}$  zu gewinnen. Dies wird dadurch erreicht, dass die Stromrichtung in der darüber liegenden Planar-Spule über zwei der Streifen umgekehrt wird, womit sich auch die Richtung des einhergehenden Magnetfelds umkehrt und damit auch die resultierende Widerstandsänderung (s. Abb. 6 rechts). Dies funktioniert besonders effektiv, wenn die leichte Richtung der freien Schicht entlang des Streifens liegt (i. A. durch die Formanisotropie gegeben), die Vorzugsrichtung der Magnetisierung der harten Schicht aber senkrecht dazu (s. 2.3.1 für eine genaue Beschreibung der beteiligten Anisotropien).

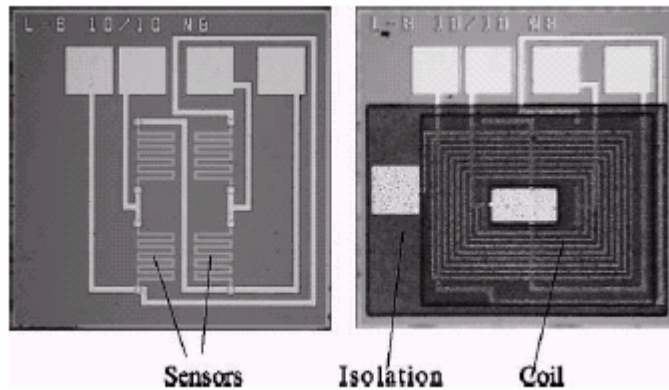


**Abb. 6** Prinzipschaltskizze eines Magneto-Kopplers (links) und geometrische Realisierung (rechts). Die schwarzen Pfeile deuten die Richtung des Magnetfeldes am Ort der unten liegenden Streifen an.

Die folgende Abb. 7 zeigt schließlich eine mikrostrukturierte Realisierung eines Magneto-Koppler-Prototyps der Firma Siemens AG. Ein derartiger Koppler wurde in den Abschnitten 2.3 und 2.4 untersucht (Laboruntersuchungen an diesem Prototyp waren

## 2.1 Übertragungseigenschaften auf dem Markt erhältlicher Koppler und grundsätzlicher Aufbau von Magneto-Kopplern

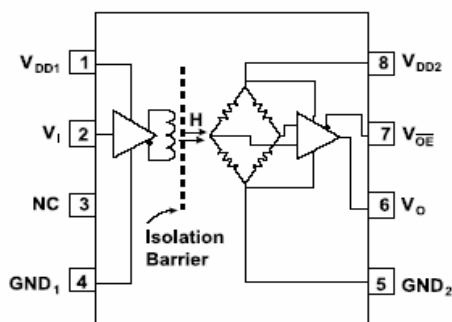
deshalb gut durchführbar, da er wie in der Abb. rechts dargestellt noch nicht in ein Gehäuse eingebaut vorlag, also z. B. mit Bonddrähten kontaktiert werden konnte).



**Abb. 7** Bild eines Magneto-Kopplers: nur die 4 kontaktierten Sensorelemente der Brücke (links) sowie das komplette Bauelement mit aufgebrachtter Isolation und Mikro-Spule (rechts) (aus [14]).

### 2.1.3 Magneto-Koppler der Firma *Nonvolatile Electronics*

Der *high speed digital coupler* IL 710 von *Nonvolatile Electronics* (NVE) ist genau nach dem eben erläuterten Prinzip aufgebaut (Abb. 8). Der Anschluss  $V_{OE}$  (*logic output enable*) deaktiviert den Ausgang  $V_O$ , wenn er auf positivem Potential (*high*) liegt, ist also für normalen Betrieb auf Massepotential (*low*) zu schalten. Wie beim AD-Koppler (Abschnitt 2.1.1) entsprechen die Pinbelegung und Packungsart dieses Bauelements exakt denjenigen von üblichen Optokopplern, so dass letztere mühelos durch den NVE-Koppler ersetzt werden können (vgl. Abb. 1).



**Pin Connections**

1	$V_{DD1}$	Input Power Supply
2	$V_I$	Logic Input Signal
3	NC	No Internal Connection
4	$GND_1$	Input Power Supply Ground
5	$GND_2$	Output Power Supply Ground
6	$V_O$	Output Logic Signal
7	$V_{OE}$	Logic Output Enable
8	$V_{DD2}$	Output Power Supply

**Abb. 8** Prinzipschaltskizze des NVE-Kopplers (links) und für Koppler übliche Anschlussbelegung (rechts) (aus [4]).

## 2.1 Übertragungseigenschaften auf dem Markt erhältlicher Koppler und grundsätzlicher Aufbau von Magneto-Kopplern

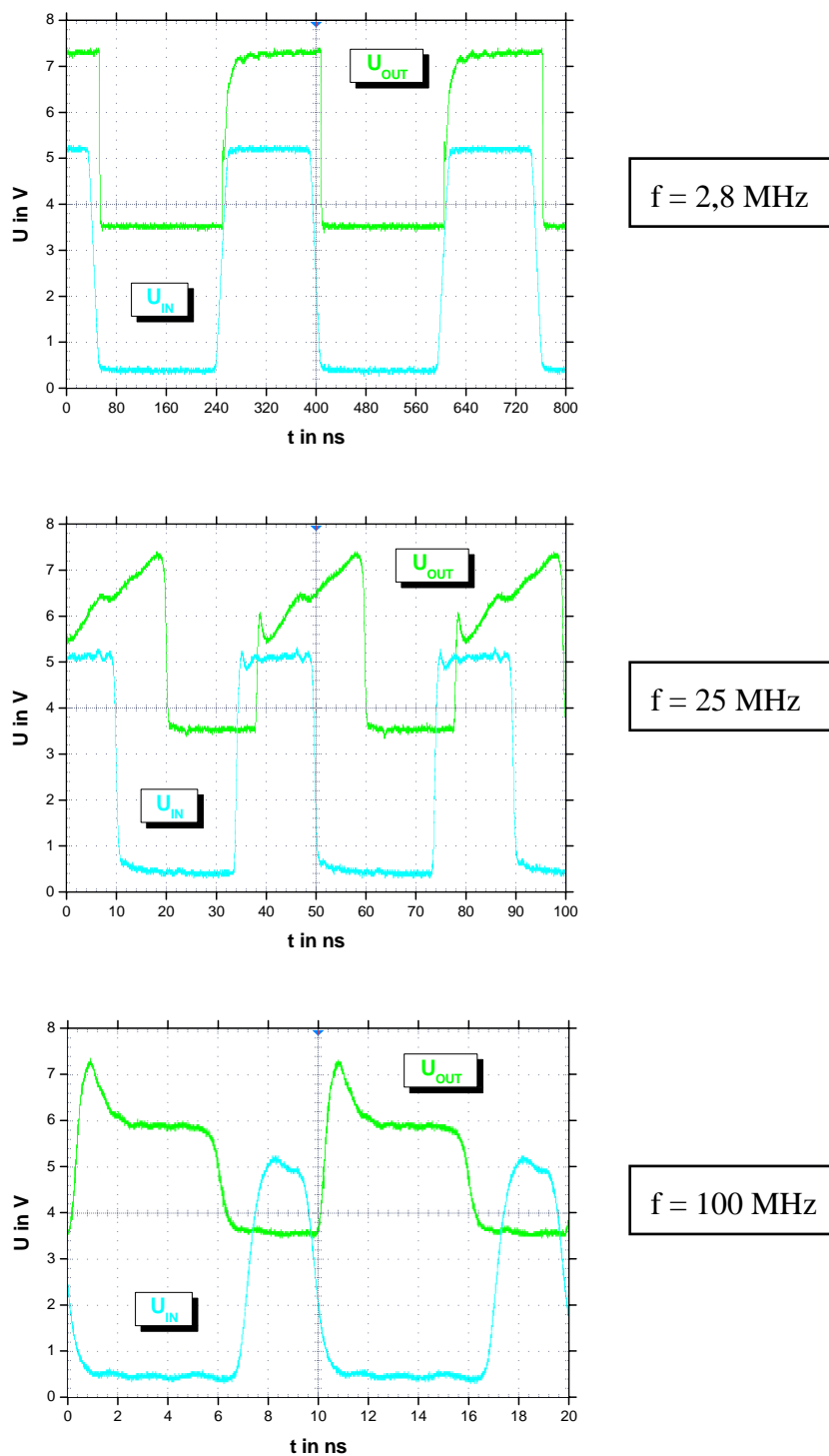
---

Der NVE-Koppler ist mit einer Datenrate von bis zu 110 Mbit/s spezifiziert. Mittels eines Experiments analog dem im Abschnitt 2.1.1 beschriebenen wurden auch für diesen Koppler die Übertragungseigenschaften genauer untersucht. Dabei betrugen in diesem Fall die Versorgungsspannungen  $V_{DD1} = V_{DD2} = 6,0 \text{ V}$ .

Abb. 9 zeigt die Antwort des NVE-Magneto-Kopplers auf periodische Rechteck-Eingangssignale mit 5,0 V Amplitude. Es kann zunächst festgehalten werden, dass die Ausgangsspannung stets immerhin 4,0 V erreicht, ein Wert, der zwar unterhalb der Spezifikation von mindestens 80 % der Versorgungsspannung (hier 4,8 V) liegt, jedoch wesentlich höher als der beim AD-Koppler gemessene (s. Abb. 3). Die Ausgangsstufe des NVE-Kopplers kann also die Last von  $50 \Omega$  (durch den Oszilloskopeingang bedingt) relativ gut ansteuern. Die bei den beiden höheren Frequenzen beobachtbare horizontale Zeitverschiebung zwischen  $U_{IN}$  und  $U_{OUT}$  setzt sich aus der Pulsverzögerung durch das Bauelement selbst (maximal 15 ns laut Datenblatt [4]) und dem Effekt verschiedener Kabellängen der beiden Messkreise zusammen.

Über die Pulsübertragung selbst sind folgende Aussagen zu treffen: Ein Eingangssignal mit  $f = 2,8 \text{ MHz}$  wird offensichtlich gut übertragen, wenngleich das Ausgangssignal nicht mehr perfekt rechteckig ist (s. die ansteigende Flanke). Ein 25 MHz-Rechtecksignal am Eingang offenbart, dass dieses Bauelement sogar etwa 20 ns benötigt (vgl.: 16 ns beim AD-Koppler), um die maximale Amplitude von 4,0 V zu erreichen. Außerdem vergrößert sich die Pulsdauer von 16 ns am Eingang auf 22 ns am Ausgang; die maximal zulässige Pulsdauer-Verzerrung ist aber mit nur 3 ns spezifiziert. Bei  $f = 100 \text{ MHz}$  ist die Pulsform am Ausgang des Kopplers noch weiter verzerrt und die Pulsdauer verlängert sich von 3 ns auf etwa 6 ns. Eingangssignale mit 100 MHz Datenrate können zwar spezifikationsgemäß sicher noch fehlerfrei übertragen werden, jedoch zeichnet sich auch hier (vgl. den AD-Koppler) das Geschwindigkeits-Limit des NVE-Magneto-Kopplers ab.

## 2.1 Übertragungseigenschaften auf dem Markt erhältlicher Koppler und grundsätzlicher Aufbau von Magneto-Kopplern



**Abb. 9** Antwort des NVE-Magneto-Kopplers auf periodische Eingangssignale verschiedener Frequenz. Die Kurven sind der Übersichtlichkeit wegen vertikal verschoben (das unten liegende Niveau liegt stets auf 0 V).

Hier gilt schließlich analog das am Ende des Abschnitts 2.1.1 Gesagte: Auch wenn die auf dem Markt erhältlichen Koppler digitale Signale mit 100 MHz Datenrate galvanisch

## 2.1 Übertragungseigenschaften auf dem Markt erhältlicher Koppler und grundsätzlicher Aufbau von Magneto-Kopplern

---

isoliert übertragen können, so liegt es doch nahe, weitere Untersuchungen bzgl. sowohl der erreichbaren Übertragungs-Bandbreite als auch der detailgetreuen Pulsübermittlung anzustellen (s. Abschnitte 2.3 bis 2.5). Der letztere Punkt betrifft die sog. lineare Signalübertragung, die im Zusammenhang mit der LVDS-Technologie (*low voltage differential signal*, s. [5]) eine große Rolle spielt: „*Finally, the inherent linearity of a resistive coil and resistive sensing elements make magnetic couplers well suited for linear data protocols such as low voltage differential signaling.*“ (aus [1]).

Im vorliegenden Abschnitt wurden die Übertragungseigenschaften auf dem Markt erhältlicher Koppler vermessen. Die jeweils spezifizierte Bandbreite konnte verifiziert werden. Im Folgenden sollen nun darüber hinausgehend die einzelnen Einflussfaktoren bestimmt und untersucht werden, welche die Grenzfrequenz bestimmen, d. h. die nutzbare Bandbreite begrenzen. Neben den Limitierungen aufgrund eines nicht optimierten Designs des Bauelements (s. folgende Abschnitte) besteht die wissenschaftliche Zielsetzung dieser Arbeit in der Bestimmung der prinzipiellen physikalischen Grenzen ultraschneller magnetischer Schaltvorgänge (s. Kapitel 3).

## 2.2 Nicht-magnetoresistive Effekte in Magneto-Kopplern und experimentelle Überlegungen

### 2.2.1 Kapazitives und induktives Übersprechen (= *crosstalk*)

In einem Magneto-Koppler befinden sich gemäß Abb. 6 die das Eingangssignal führende Strombahn und der das magnetische Signal detektierende GMR-Sensor in unmittelbarer räumlicher Nähe, nämlich nur durch eine dünne Isolationsschicht getrennt. Propagiert nun beispielsweise eine ansteigende Pulsflanke durch die Strombahn, verändern sich also Spannung  $U$  und Strom  $I$  mit der Zeit ( $\frac{dU}{dt} \neq 0$  und  $\frac{dI}{dt} \neq 0$ ), so führt das damit verbundene zeitlich veränderliche elektromagnetische Feld ( $\frac{d\vec{E}}{dt} \neq 0$  bzw.  $\frac{d\vec{B}}{dt} \neq 0$ ) im darunter liegenden GMR-Streifen zu einem Ladungspuls (sog. kapazitives Übersprechen, anschaulich: „Kondensator-Effekt“) bzw. einem Strompuls (sog. induktives Übersprechen, anschaulich: „Transformator-Effekt“).

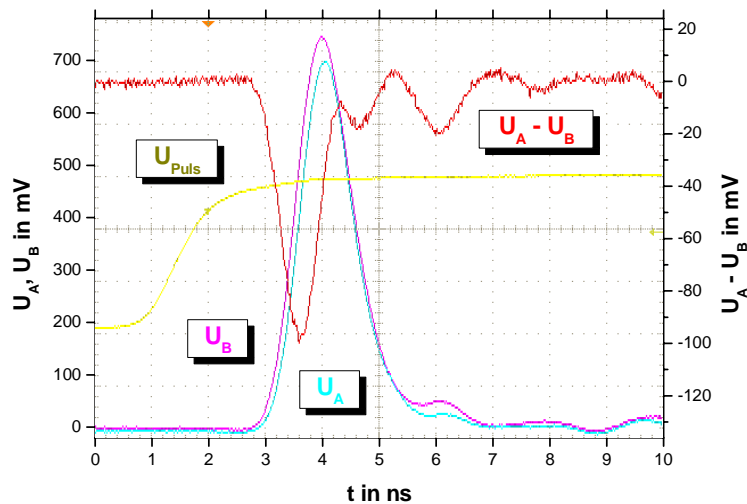
Zur Demonstration dieser Effekte wurde eine Konfiguration aus einem einzelnen,  $1800\text{ }\mu\text{m} \times 50\text{ }\mu\text{m}$  großen GMR-Streifen, einer isolierenden Zwischenschicht von  $200\text{ nm}$  Dicke und einer ebenfalls  $50\text{ }\mu\text{m}$  breiten Strombahn exakt über dem Streifen untersucht. Die Spannungen  $U_A$  und  $U_B$  an den beiden Enden A und B des GMR-Streifens wurden mit auf  $50\text{ }\Omega$  geschalteten Eingängen des  $1\text{ GHz}$ -Speicheroszilloskops Tektronix TDS 7104 detektiert, ebenso der vom Pulsgenerator (*Hewlett Packard* 8082A) transmittierte Puls. Durch das Übersprechen erzeugte Ladungen fließen also vom GMR-Streifen über  $50\text{ }\Omega$  gegen Masse ab.

Die folgende Abb. 10 zeigt die durch eine  $2,9\text{ V}$ -Pulsflanke mit  $1,6\text{ ns}$  Anstiegszeit (gelb, ohne vertikale Skala) hervorgerufenen Spannungsspitzen  $U_A$  und  $U_B$ . Zunächst fällt die beträchtliche Amplitude dieser Spannungsspitzen auf ( $0,68\text{ V}$  bzw.  $0,74\text{ V}$ ), die bis zu  $25\%$  der Amplitude des anregenden Pulses beträgt. Der Tatsache, dass  $U_A$  und  $U_B$  gleiches Vorzeichen aufweisen, ist zu entnehmen, dass das kapazitive Übersprechen dominiert (betrachtet man die Anordnung als Kondensator, so bewirkt  $\frac{d\vec{E}}{dt}$  eine Aufladung der gesamten 2. Platte, hier des GMR-Streifens). Die Spannungsspitzen weisen jedoch



## 2.2 Nicht-magnetoresistive Effekte in Magneto-Kopplern und experimentelle Überlegungen

verschiedene Amplitude auf, was auf die Überlagerung von induktivem Übersprechen hindeutet (betrachtet man die Anordnung als Transformator, so bewirkt  $\frac{d\vec{B}}{dt}$  eine Ladungstrennung entlang der 2. Spule, hier des GMR-Streifens). Diese Interpretation wird durch ein 2. Experiment erhärtet, bei dem bei sonst gleichen Bedingungen die Stromrichtung des anregenden Pulses umgekehrt wird, d. h. die Richtung von  $\frac{d\vec{B}}{dt}$  kehrt sich um. Da es sich aber nach wie vor um eine ansteigende Flanke handelt, bleibt  $\frac{d\vec{E}}{dt}$  unverändert. In der Tat beobachtet man wie in Abb. 10 zwei Spannungsspitzen mit unverändert positivem Vorzeichen, die also sicher dem kapazitiven Übersprechen zuzuordnen sind. Die Stromumkehr macht sich allerdings in einer Umkehr des Vorzeichens von  $U_A - U_B$  bemerkbar, im Einklang mit dem zu  $\frac{d\vec{B}}{dt}$  proportionalen induktiven Übersprechen.



**Abb. 10** Demonstration des kapazitiven und induktiven Übersprechens (s. Text). Das Pulssignal  $U_{Puls}$  ist der Übersichtlichkeit wegen um 2 ns nach links verschoben.

Wie sich zeigen wird, erzeugen die in dieser Arbeit untersuchten magnetischen Effekte oftmals (Spannungs-)Signale, die wesentlich kleiner als die Signale aufgrund des Übersprechens sind. Daher, aber auch um alle anderen nicht-magnetischen Störungen aus dem Messsignal zu entfernen, wurde bei allen Experimenten zunächst eine Referenzkurve aufgenommen, die keine magnetische Information enthält. Dies geschah meist durch

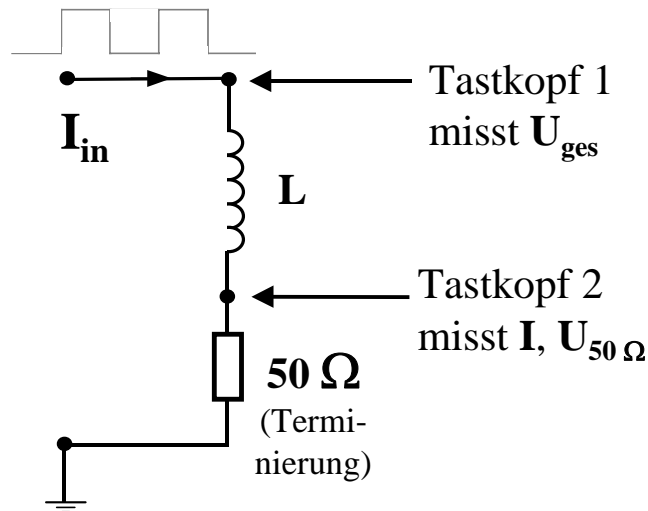
Anlegen eines sehr hohen Magnetfeldes („pinning“-Feldes), das die Magnetisierung in der untersuchten Probe auch bei Anlegen der (wesentlich kleineren) Pulsfelder „festhält“. Wird anschließend (ohne Anlegen des „pinning“-Feldes) die eigentliche Messkurve aufgenommen und davon die Referenzkurve subtrahiert, so erhält man das tatsächliche magnetische Signal.

Auch wenn das Übersprechen mit dieser Methode bei Laboruntersuchungen eliminiert werden kann, so kann es sich beim Betrieb eines Bauelements in der Praxis störend oder gar zerstörend auswirken. Eine Möglichkeit der drastischen Reduktion des Übersprechens ist eine gekreuzte Konfiguration von Strombahn und GMR-Sensor wie in Abschnitt 2.5.1 beschrieben.

### 2.2.2 Induktivität $L$ der Mikro-Spule

Das zu transmittierende Signal wird im Magneto-Koppler mittels einer planaren Mikro-Spule in ein magnetisches Signal umgewandelt (s. o.). Diese Spule besitzt zwangsläufig eine Induktivität  $L$ , die zusammen mit jedem im Schaltkreis folgenden Widerstand (in den hier durchgeführten Experimenten meist der  $50\ \Omega$ -Eingangswiderstand des Oszilloskops) einen Tiefpass bildet. Diese Induktivität hat eine Vergrößerung der Anstiegszeit des Eingangssignals zur Folge (da in einem steilen Anstieg auch hohe Frequenzanteile enthalten sind), wodurch die Bandbreite des Magneto-Kopplers reduziert wird.

Um diesen Effekt quantitativ zu fassen, wurde die Induktivität einer Spule wie in Abb. 7 rechts dargestellt experimentell ermittelt. Die untersuchte Spule hat 6 Windungen, wobei sowohl die Breite als auch der Abstand der Strombahnen  $10\ \mu\text{m}$  beträgt. Die äußerste Windung formt ein Rechteck mit den Kantenlängen  $510\ \mu\text{m} \times 340\ \mu\text{m}$ . Die Spule wurde in Serie mit einer  $50\ \Omega$ -Terminierung geschaltet und an ein rechteckiges Ausgangssignal des Pulsgenerators der Frequenz  $202\ \text{MHz}$  und Amplitude  $3,9\ \text{V}$  angeschlossen (s. Abb. 11). Die Detektion der Spannungen  $U_{\text{ges}}$  und  $U_{50\ \Omega}$  erfolgte mittels zweier aktiver  $1,5\ \text{GHz}$ -Tastköpfe (Modell P 6245 von Tektronix; sonstige Gerätetypen wie im vorherigen Abschnitt). Den zeitlich korrekten Verlauf der Spannung  $U_L$  an der Spule erhält man sodann aus der Differenz  $U_L = U_{\text{ges}} - U_{50\ \Omega}$ . Erwartungsgemäß eilt  $U_L$  dem Strom  $I$  um etwa  $90^\circ$  voraus (Effekt der Selbstinduktion; Eine Abweichung von maximal  $3^\circ$  ist auf die Kapazität  $C$  der Spule zurückzuführen, die im Folgenden vernachlässigt wird.).



**Abb. 11** Schaltskizze für die experimentelle Bestimmung der Induktivität  $L$  einer planaren Mikro-Spule.

Um nun eine Aussage über den Wert der Induktivität  $L$  treffen zu können, wurden  $U_{50\Omega}$  und  $U_L$  Fourier-transformiert und die entsprechenden Spannungsverhältnisse bei der Grundfrequenz (202 MHz) und der 1. Oberschwingung (606 MHz) betrachtet. Die Anordnung von Abb. 11 bildet nämlich einen (frequenzabhängigen) Spannungsteiler, wobei für die Amplituden bei jeder Frequenz  $f$  gilt:

$$\frac{A_{50\Omega}(f)}{A_L(f)} = \frac{50\Omega}{|Z_{Spule}(f)|}, \quad \{3\}$$

wobei  $Z_{Spule}^2(f) = R^2 + Z_L^2(f) = R^2 + (2\pi f L)^2$

Der reelle DC-Widerstand  $R$  der betrachteten Spule beträgt  $9,3\Omega$ . Die Messung der Amplitudenverhältnisse ergab folgende Werte:  $\frac{A_{50\Omega}(202\text{ MHz})}{A_L(202\text{ MHz})} = \frac{1,52\text{ V}}{1,34\text{ V}} = 1,13$  bzw.

$$\frac{A_{50\Omega}(606\text{ MHz})}{A_L(606\text{ MHz})} = \frac{0,148\text{ V}}{0,392\text{ V}} = 0,378. \text{ Daraus ergibt sich mittels Formel \{3\} in beiden}$$

Fällen eine Induktivität  $L = (34 \pm 1)\text{ nH}$ . Diese Induktivität bildet zusammen mit dem  $50\Omega$ -Eingangswiderstand des Oszilloskops einen Tiefpass mit der Grenzfrequenz

$$f_g = \frac{R}{2\pi L} = (235 \pm 10)\text{ MHz}. \text{ Es soll noch erwähnt werden, dass obiges Experiment ohne}$$

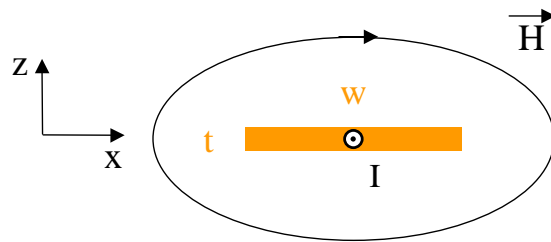
die Notwendigkeit der Fourier-Transformation durchgeführt werden kann, wenn ein Sinusgenerator mit einem Frequenzbereich bis mindestens 500 MHz vorliegt. Da hier auf einen Pulsgenerator zurückgegriffen werden musste, kam aber oben beschriebenes

Verfahren zum Einsatz.

Festzuhalten bleibt also, dass die Bandbreite von Magneto-Kopplern durch die Induktivität der Mikro-Spule herabgesetzt wird und daher ein möglichst kleiner Wert für  $L$  anzustreben ist (s. Abschnitt 2.5).

### 2.2.3 Magnetisches Feld ober- bzw. unterhalb einer Mikrostreifenleitung

Die Übertragungseigenschaften eines Magneto-Kopplers, insbesondere der Hub des Ausgangssignals und die Linearität der Übertragung, werden auch durch die Stärke und Homogenität des magnetischen Feldes determiniert, das durch die Strombahn der Mikro-Spule erzeugt wird. Im Folgenden wird ein langer Leiterstreifen mit rechteckigem Querschnitt  $A = w \cdot t$  betrachtet, durch den für eine erste Näherung ein Gleichstrom  $I$  (verlustfrei) fließt. Für das durch einen hochfrequenten Strompuls in einem koplanaren Wellenleiter, wie er ab Abschnitt 2.5 zur Felderzeugung benutzt wurde, erzeugte Magnetfeld sei auf die numerischen Rechnungen in [15] verwiesen.



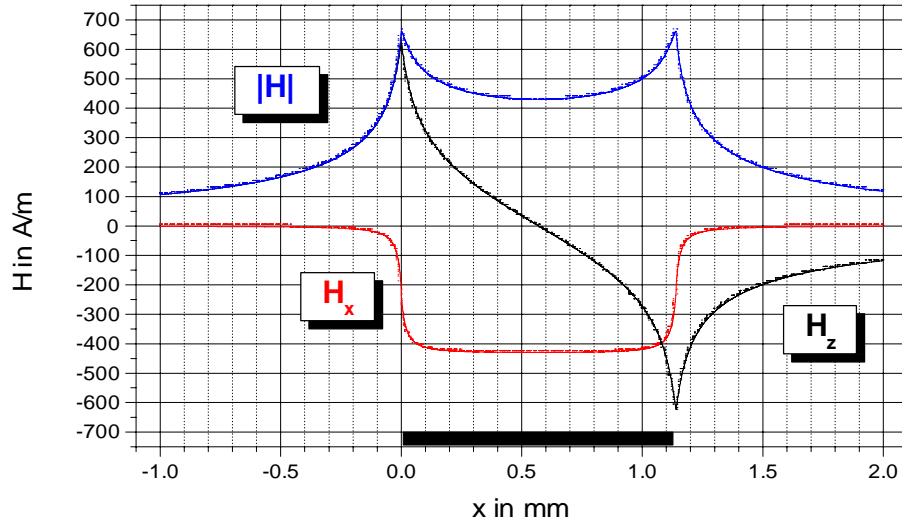
**Abb. 12** Geometrie des betrachteten Leiterstreifens (Querschnitt):  $w = 1,14 \text{ mm}$ ,  $t = 35 \text{ }\mu\text{m}$  (wie in Abschnitt 2.1.1).

Der Querschnitt des Leiterstreifens wurde nun in  $400 \text{ nm} \times 100 \text{ nm}$  kleine Zellen aufgeteilt, durch die jeweils ein entsprechender Teilstrom  $I_{\text{Zelle}}$  fließt. Das magnetische Feld  $\vec{H}$  an einem beliebigen Punkt  $P$  in der  $(x,z)$ -Ebene wurde nun durch Aufsummieren der Feld-Beiträge aller Zellen gemäß dem Gesetz von Biot-Savart (s. Abschnitt 7.2.5 in [16]) errechnet ([17]).

Abb. 13 zeigt die Komponenten  $H_x$  (quer zum Streifen) und  $H_z$  (senkrecht zur Streifenoberfläche) sowie den absoluten Betrag  $|H|$  der magnetischen Feldstärke in einer Ebene  $100 \text{ nm}$  unter (bzw. über) dem Leiterstreifen für  $I = 1,0 \text{ A}$ . Erwartungsgemäß ist  $H$  unterhalb der Mitte des Streifens parallel zur Oberfläche orientiert ( $H_z = 0$ ). Auf etwa 60 % der Streifenbreite bleiben  $|H|$  und  $H_x$  relativ konstant, während in den äußeren Bereichen

## 2.2 Nicht-magnetoresistive Effekte in Magneto-Kopplern und experimentelle Überlegungen

$H_z$  dominiert. Falls also eine relativ homogene Magnetfeld-Anregung in x-Richtung des darunter liegenden GMR-Streifens angestrebt wird, ist der GMR-Streifen höchstens 60 % so breit wie die Mikrostreifenleitung zu dimensionieren.



**Abb. 13** Magnetische Feldstärke in einer Ebene 100 nm unter (bzw. über) einem Leiterstreifen bei einem Strom  $I = 1,0$  A durch den Leiterquerschnitt. Das schwarze Rechteck unten symbolisiert diesen Leiterquerschnitt.

Eine weitere Rechnung untersucht die Abhängigkeit der Komponente  $H_x$  exakt unterhalb der Mitte des Leiterstreifens vom Abstand  $d$  (s. Abb. 14). Dies ist durch die Frage motiviert, wie dünn die Isolierung zwischen der Mikro-Spule und den GMR-Streifen sein muss, um im Magneto-Koppler bei vorgegebenem Eingangsstrom  $I$  ein ausreichendes Ausgangssignal aufgrund einer ausreichenden Widerstandsänderung des magnetoresistiven Sensors zu erhalten.

Es zeigt sich, dass der Leiterstreifen für Abstände  $d \geq w = 1,14$  mm durch einen langen, geraden Draht genähert werden kann, dessen (tangenciales) Magnetfeld im Abstand  $d$

durch  $H_x = \frac{I}{2\pi d}$  gegeben ist (Abschnitt 7.2.4 in [16]). Für  $d \leq \frac{1}{100}w$  erscheint der

Leiterstreifen wie ein großflächiges Blech (der Dicke  $t$ ), dessen Magnetfeld parallel zur

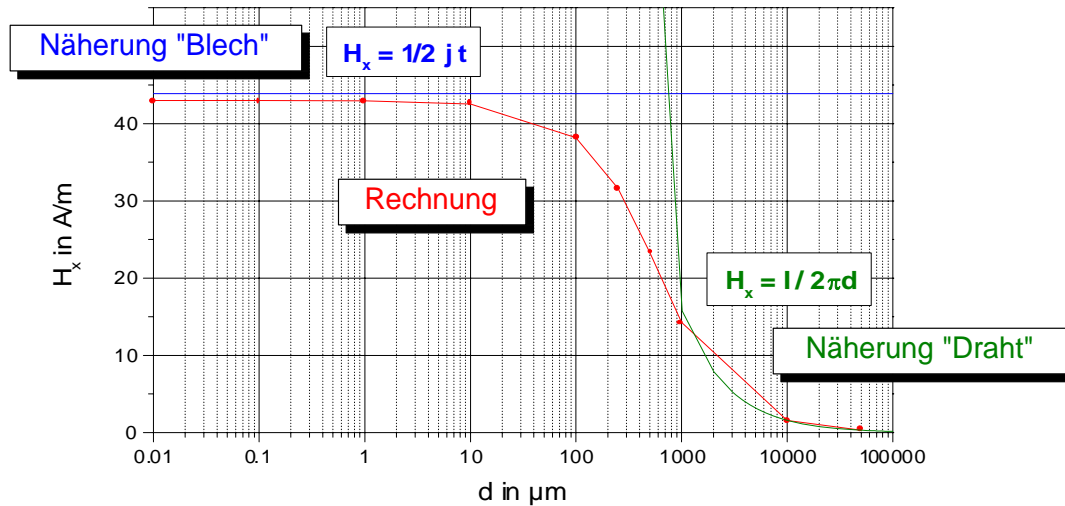
Oberfläche abstandsunabhängig durch  $H_x = \frac{1}{2}jt = \frac{I}{2w}$  gegeben ist, wobei  $j$  die

Stromdichte bezeichnet (Abschnitt 7.2.4 in [16]). Bei den meisten im Folgenden beschriebenen Experimenten (Ausnahme: Abschnitt 2.5) trifft der letztgenannte Fall zu.

## 2.2 Nicht-magnetoresistive Effekte in Magneto-Kopplern und experimentelle Überlegungen

Daher, aber auch, da die numerischen Rechnungen in [15] Ergebnisse in der gleichen Größenordnung liefern, wird ab sofort das durch einen Strompuls der Amplitude  $I$  erzeugte Magnetfeld in x-Richtung mittels der genannten Formel abgeschätzt:

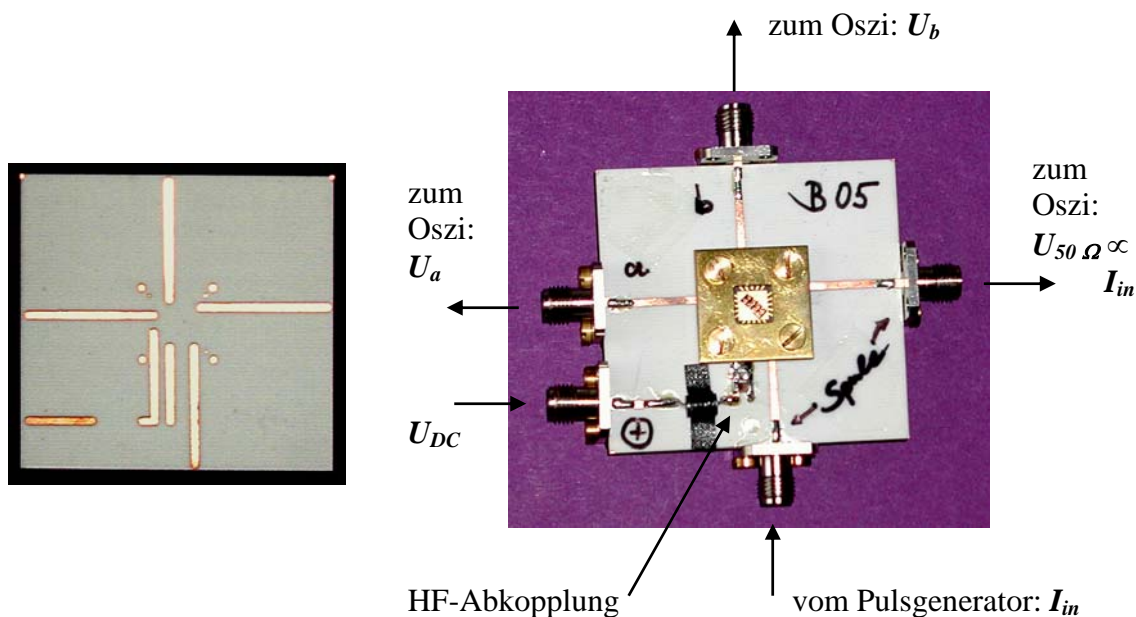
$$H_x = \frac{I}{2w}. \quad \{4\}$$



**Abb. 14** Abhängigkeit der Komponente  $H_x$  exakt unterhalb der Mitte des Leiterstreifens vom Abstand  $d$  zur Oberfläche bei einem Strom von  $I = 100$  mA (s. Text).

### 2.2.4 Kontaktierung der Messobjekte

Die in den Abschnitten 2.3 und 2.4 untersuchten Magneto-Koppler-Prototypen der Firma Siemens AG, Erlangen lagen auf *wafer*-Ebene als etwa 1 mm x 4 mm große Stücke vor, die jeweils 8 einzelne Koppler wie in Abb. 7 gezeigt enthalten. Es stellt sich die Frage, wie dieses Messobjekt möglichst „HF-tauglich“ mit der Messausrüstung (Pulsgenerator, Oszilloskop, etc.) verbunden werden kann (vgl. Abb. 6). Ziel der in Abb. 15 gezeigten Kontaktierungslösung ist es, nicht an 50  $\Omega$  angepasste Störungen möglichst kurz zu halten. Ist nämlich die nicht angepasste Störung klein gegen die Wellenlänge des zu transmittierenden Signals (wobei  $\lambda = 20 - 2$  cm für  $f = 1 - 10$  GHz bei einer gemessenen Ausbreitungsgeschwindigkeit von  $v = 2/3 c$ ), so sind auch Reflektionen des einfallenden Signals an der Störung gering ([18]).



**Abb. 15** Kontaktierung der Magneto-Koppler-Prototypen der Firma Siemens AG, Erlangen: Platine mit Mikrostreifenleitungen vor der Bestückung (links; s. auch Abb. 2) und komplettes Setup mit SMA-Konnektoren, *chip-carrier* und Probe in der Mitte (s. Text) (rechts; Bezeichnungen wie in Abb. 6, „Oszi“ = Oszilloskop).

Das 1 mm x 4 mm große Probenstück (s. Abb. 15 rechts, ganz in der Mitte, diagonal orientiert) wurde in einen sog. *chip-carrier* eingeklebt, der am Rand 20 Kontaktstellen aufweist. Die 6 *bond pads* der Probe wurden sodann mittels Bonddrähten (Golddrähte mit 25  $\mu\text{m}$  Durchmesser) mit diesen Kontaktstellen verbunden, die wiederum leitend mit Kontakten auf der Unterseite des *chip carriers* verbunden sind. Diese letzteren Kontakte wurden mittels einer etwa 2 cm x 2 cm großen Messingplatte (mit Aussparung in der Mitte) auf die Enden von den in der Abbildung links dargestellten Mikrostreifenleitungen gepresst (Dimensionierung und Herstellung wie in Abschnitt 2.1.1). An die anderen Enden der Mikrostreifenleitungen am Rand der Platine wurden SMA-Konnektoren gelötet, die die Verbindung zur Messausrüstung mittels HF-Kabeln gewährleisten. Schließlich ist zu erwähnen, dass hochfrequente Störungen in der Versorgungsspannung  $U_{DC}$  mittels einer Induktivität und 3 parallel geschalteten Kondensatoren (zusammen einen Tiefpass bildend) abgekoppelt wurden.

Derartige Mikrostreifenleitungen besitzen eine Bandbreite in der Größenordnung 1 – 5 GHz ([8]), die jedoch nie detektiert wurde, da die Bonddrähte und nicht-angepassten

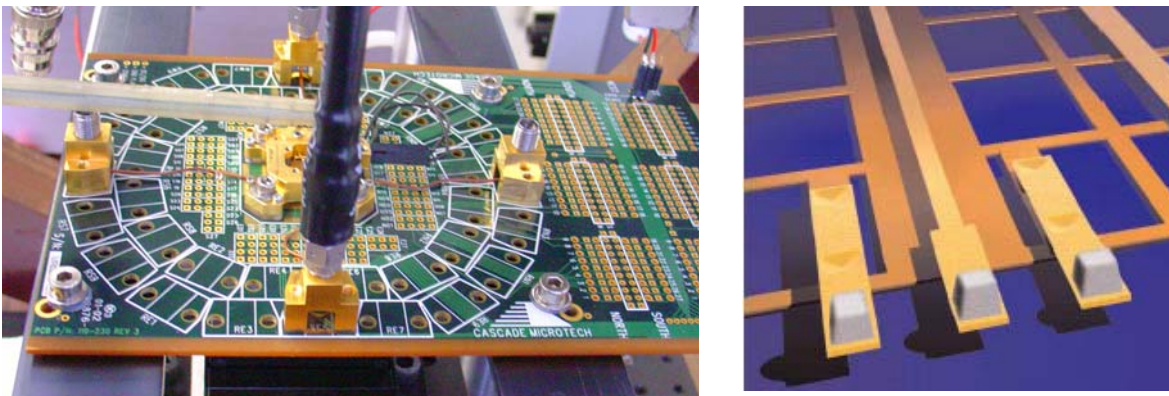


## 2.2 Nicht-magnetoresistive Effekte in Magneto-Kopplern und experimentelle Überlegungen

Strukturen im Magneto-Koppler selbst die Bandbreite stets auf unter 1 GHz limitierten (s. Abschnitt 2.2.2 und Abschnitte 2.3 und 2.4).

Die ab Abschnitt 2.5 untersuchten Messobjekte lagen im Gegensatz zu den bisherigen Ausführungen stets in Konfigurationen vor, die sowohl zur Pulsanregung als auch zur Detektion der Antwort des magnetischen Materials sog. koplanare Wellenleiter benutzen. Im Gegensatz zu Mikrostreifenleitungen befinden sich die Metallisierungen derartiger Wellenleiter nur auf einer Seite des Substrats, was ihre Dimensionierung und Herstellung flexibler gestaltet. Koplanare Wellenleiter bestehen aus drei voneinander getrennten parallelen Leitungen in der Anordnung „G S G“, wovon die beiden äußeren das Massesignal tragen (G: *ground*), die mittlere das eigentliche HF-Signal (S: *signal*). Die Dimensionierung, Herstellung und Charakterisierung der im Reinraum mittels lithographischer Methoden auf Si- und GaAs-Substraten hergestellten Wellenleiter ist im Detail im Abschnitt 3.2 beschrieben.

Hier soll nur kurz auf die Kontaktierung der Enden der koplanaren Wellenleiter eingegangen werden: Es wurde eine sog. *Pyramid Probe Card* der Firma *Cascade Microtech, Inc.* verwendet:



**Abb. 16** *Pyramid Probe Card* zur Kontaktierung koplanarer Wellenleiter: Trägerplatine mit 4 K-Konnektoren in N-S-W-O-Konfiguration und dem goldenen *core* in der Mitte (links) sowie schematische Darstellung der eigentlichen Kontakte (Pyramiden) an der Unterseite der (blauen) Kunststoffmembran (rechts, s. Text).

Der eigentliche Kontakt mit dem Wellenleiter erfolgt mittels auf eine Kunststoffmembran aufgebracht Gold-Pyramiden (eigentlich Pyramidenstümpfe), wie in Abb. 16 rechts grau dargestellt. Diese haben eine Kontaktfläche von  $40 \times 40 \mu\text{m}^2$  und eine Höhe von  $25 \mu\text{m}$ .



## 2.2 Nicht-magnetoresistive Effekte in Magneto-Kopplern und experimentelle Überlegungen

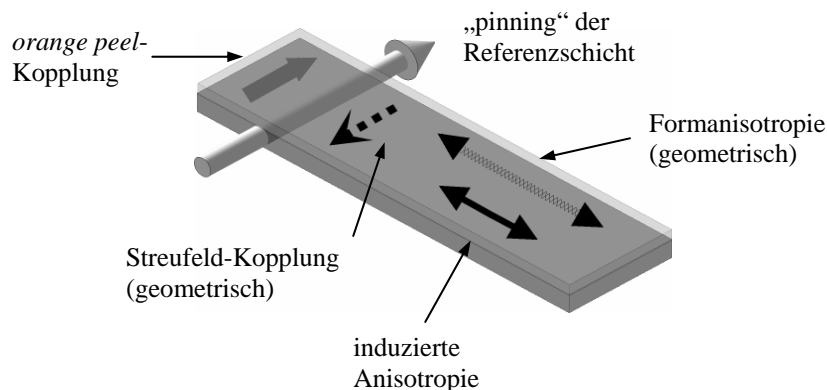
---

Die tragende Kunststoffmembran wird nun mittels eines *core* (goldenes Rechteck in der Mitte des linken Bildes) so in eine Trägerplatine eingespannt, dass die Pyramiden nach unten zeigen. Diese Platine hat an dieser Stelle eine Aussparung, so dass sich die Membran mit den Kontakten etwas unterhalb der Unterseite der Platine befindet (Proben werden also von unten angenähert). Die Pyramiden-Kontakte sind schließlich leitend mit einer spezifizierten Bandbreite von 20 GHz mit den 4 K-Konnektoren verbunden. Diese Anordnung erlaubt die Kontaktierung von 2 gekreuzten koplanaren Wellenleitern (wie in Abb. 38) jeweils an beiden Enden (s. Abschnitt 2.5.1).

## 2.3 Optimierung der schnellen Pulsübertragung eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

### 2.3.1 Aufbau und DC-Verhalten des untersuchten Magneto-Kopplers

Das zugrundeliegende *spin valve*-Schichtsystem wurde vom Institut für Physikalische Hochtechnologie e. V., Jena für die Siemens AG hergestellt und hat folgende von Abb. 5 abweichende Schichtenfolge (aus [14]): Si-Substrat/FeMn/Co/Cu/Co/Py/Ta (Die exakten Dicken unterliegen der Vertraulichkeit und können daher hier nicht genannt werden.). Dabei bildet die FeMn/Co-Einheit die magnetisch harte, „gepinnte“ Schicht, auch Referenzschicht genannt, die Co/Py-Einheit die magnetisch weiche, „freie“ Schicht, auch Detektionsschicht. Der ausgedehnte *spin valve* zeigt einen GMR-Effekt von 7 %. Während der Deposition des Schichtsystems wurde durch Anlegen eines externen Magnetfelds eine uniaxiale Anisotropie von 2,3 Oe in die weiche Schicht induziert (intrinsische leichte Richtung). Ferner wurde die ferromagnetische *orange peel*-Kopplung zwischen der Referenz- und der Detektionsschicht zu 4,0 Oe bestimmt ([14]):



**Abb. 17** Vorzugsrichtungen und Kopplungs-Effekte in den GMR-Streifen des untersuchten Kopplers (aus [14]).

Durch die Mikrostrukturierung des ausgedehnten Systems in Streifen gemäß Abb. 6 und Abb. 7 wirken sich auch die Formanisotropie und die Streufeld-Kopplung auf die Magnetisierung vor allem der Detektionsschicht aus. Im vorliegenden Fall ist die leichte Achse der Formanisotropie parallel zur intrinsischen leichten Richtung der weichen Schicht orientiert, das *exchange bias* („pinning“) jedoch senkrecht dazu, also senkrecht zu

### 2.3 Optimierung der schnellen Pulsübertragung eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

---

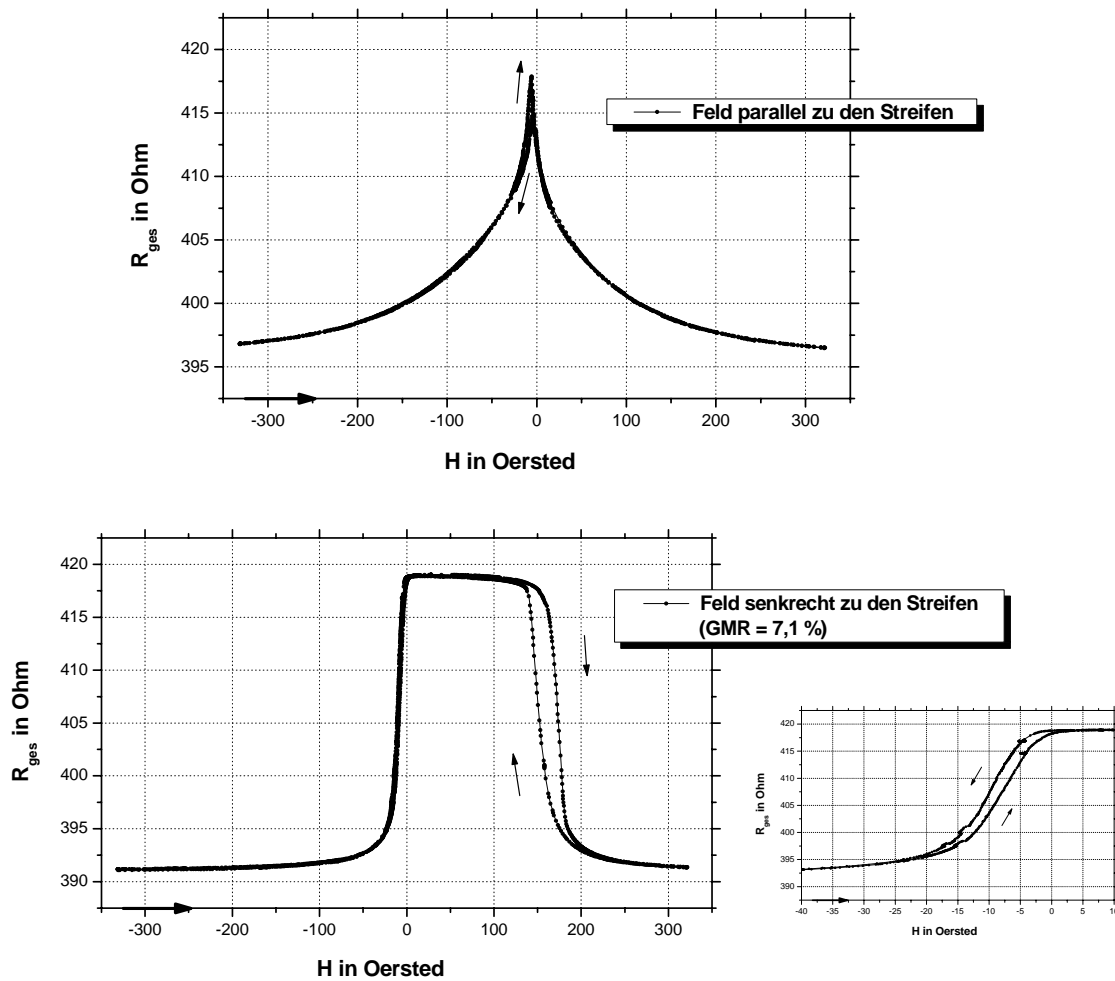
den Streifen. Diese und alle anderen beteiligten Vorzugsrichtungen und Kopplungs-Effekte sind in obiger Abb. 17 skizziert (Für eine quantitative Beschreibung der Anisotropien sei auf Abschnitt 3.1.1 verwiesen.).

Um Abb. 17 zu verifizieren wurden Magnetowiderstandskurven an der kompletten Wheatstone-Brücke des Kopplers durchgeführt. Mit den Bezeichnungen und der Geometrie von Abb. 6 ergibt sich nämlich nach kurzer Rechnung, dass der Gesamtwiderstand  $R_{ges}$  zwischen den Spannungsabgriffen  $U_a$  und  $U_b$  eines derartigen Netzwerks aus 4 Widerständen exakt gleich jedem Einzelwiderstand ist, falls diese selbst alle den gleichen Wert besitzen. Dies ist bei realen Magneto-Kopplern zwar nicht perfekt, aber doch näherungsweise gut erfüllt, so dass eine Messung der Magnetowiderstandskurve mittels  $R_{ges}$  also auch das Verhalten der Einzelwiderstände in guter Näherung angibt.

Zur Magnetfelderzeugung wurde ein Helmholtz-Spulenpaar verwendet, das (manuell) mit der Stromversorgung EA-PS 7065-100 von Elektro-Automatik angesteuert wurde. Die magnetische Feldstärke  $H$  wurde mittels einer Hallsonde und einem Bell-Gaußmeter (Modell 615) detektiert, das ein zu  $H$  proportionales Spannungssignal liefert, welches mit dem Speicheroszilloskop TDS 7104 von Tektronix aufgezeichnet wurde (bei sehr großer Zeitbasis im Roll-Modus, wobei das Rauschen durch eine Begrenzung der Bandbreite auf 20 MHz sowie durch automatisches Aufintegrieren zwischen zwei Messpunkten beinahe auf Null reduziert werden konnte; der Eingangswiderstand betrug in diesem Fall 1 M $\Omega$ ). Zur Widerstandsmessung wurde ein Konstantstrom von  $I_{konst.} = 1,00$  mA (Digistant 6425T Präzisions-Stromgeber) durch  $R_{ges} \approx 400$   $\Omega$  getrieben. Der resultierende Spannungsabfall wurde ebenfalls mit dem Oszilloskop aufgezeichnet.

Die obere Kurve in Abb. 18 zeigt, dass sich die Tatsache, dass das *exchange bias* hier senkrecht zur intrinsischen (induzierten) Anisotropie sowie Formanisotropie orientiert ist, in einer untypischen Magnetowiderstandskurve äußert (vgl. Abb. 5): Nahe  $H = 0$  sind weiche und harte Schicht unter 90° zueinander orientiert, was zu einem großen  $R$ -Wert führt. Die (geringe) Hysterese der Kurve um 0 deutet auf das Umschalten der weichen Schicht hin (relativ symmetrische Kurve, da es nur auf die relative Orientierung der beiden Schichten ankommt). Für große Felder dreht sich auch die harte Schicht in Feldrichtung, was eine  $R$ -Abnahme zur Folge hat (Tendenz zur parallelen Konfiguration). Die Verschiebung der Kurve um etwa 5 Oe nach links könnte durch das nicht exakt parallel zum Streifen orientierte Magnetfeld bedingt sein.

## 2.3 Optimierung der schnellen Pulsübertragung eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)



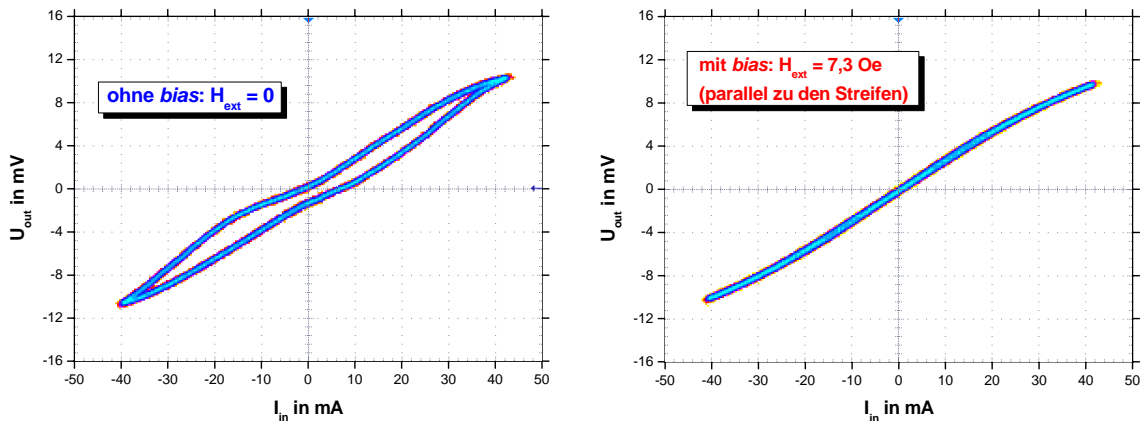
**Abb. 18** Magnetowiderstandskurven der Wheatstone-Brücke:  $H$  parallel (oben) und senkrecht (unten) zu den GMR-Streifen (inkl. einem Ausschnitt zur Auflösung der Hysterese: Kurve unten rechts) (Der schwarze Pfeil links unten deutet jeweils den zeitlichen Anfang der Kurve an.).

Die untere Kurve bestätigt, dass der GMR-Effekt dieses *spin valve* etwa 7 % beträgt. Sie zeigt zudem eine Verschiebung um ca. 8 Oe nach links, hier aufgrund der dominierenden Streufeld-Kopplung (antiparallele Konfiguration bevorzugt). Die 3 Bereiche der Magnetowiderstandskurve korrespondieren mit paralleler Ausrichtung der beiden Schichten für große Felder sowie antiparalleler Ausrichtung für positive  $H$  etwa zwischen 0 Oe und 140 Oe. Die hysteretischen Übergänge sind einerseits dem Umschalten der Detektionsschicht (um 0), andererseits dem Umschalten der Referenzschicht (um 150 Oe) zuzuordnen. Besonders wichtig für die Interpretation von HF-Messungen ist das im Ausschnitt unten rechts dokumentierte hysteretische Verhalten der weichen Schicht: Das magnetische Signal aufgrund eines Strompulses durch die Mikro-Spule zeigt nämlich

### 2.3 Optimierung der schnellen Pulsübertragung eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

genau in diese senkrechte Richtung bzgl. der Streifen (s. Abb. 6). Zwei der 4 GMR-Streifen werden also bei einer Pulsanregung von beliebiger Polarität stets in diesem hysteretischen Regime operieren, was sich nachteilig auf die Anstiegszeiten auswirkt (s. Abschnitt 2.3.3).

Eine weitere für die Interpretation von HF-Messungen (und die generelle Abschätzung der Übertragungseigenschaften schneller Signale) wichtige Information erhält man durch Aufnahmen der sog. Schaltcharakteristik des Magneto-Kopplers: Dieses sehr nahe an der eigentlichen Verwendung des Kopplers orientierte Experiment untersucht die DC-Antwort des Ausgangssignals  $U_{out}$  auf langsam veränderliche Eingangsströme bei voll beschalteter Brücke. Im vorliegenden Fall lieferte ein einfacher Funktionsgenerator (Modell FG1617 von Voltcraft) ein dreieckiges Ausgangssignal mit der Frequenz  $f = 1,00$  kHz, das die Mikro-Spule mit einem Eingangsstrom  $I_{in}$  von maximal etwa  $\pm 42$  mA ansteuerte (entsprechend einem magnetischen Feld von maximal 26 Oe gemäß Formel {4} bei einer Leiterbreite  $w = 10$   $\mu$ m). Die Versorgungsspannung betrug  $U_{DC} = 6,4$  V. Sowohl eine zu  $I_{in}$  proportionale Spannung als auch die Brückenspannung  $U_{out}$  wurden mit demselben Oszilloskop wie oben aufgezeichnet (hier im X-Y-Modus, der mittels einer Farbkodierung eine Echtzeit-Darstellung des Rauschens erlaubt; Eingänge auf 50  $\Omega$ ).



**Abb. 19** Schaltcharakteristik des Magneto-Kopplers: ohne sog. *bias*-Feld (links) und mit einem *bias*-Feld von 7,3 Oe in Streifenrichtung (rechts). Auf den relativ geringen Hub des Brückensignals wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

Die Schaltcharakteristik ohne externes Magnetfeld (sog. *bias*-Feld) (Abb. 19 links) zeigt, wie schon Abb. 18 unten erwarten ließ, ein hysteretisches Verhalten (analog Abb. 9 in [14]), d. h. die (partielle) Ummagnetisierung der weichen Detektionsschicht erfolgt über

## 2.3 Optimierung der schnellen Pulsübertragung eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

---

Domänenbildung und Wandverschiebung (die Magnetisierung der harten Referenzschicht ändert sich bei den kleinen Magnetfeldern unter 30 Oe nur unwesentlich). Durch ein *bias*-Feld von 7,3 Oe (beliebiger Polarität) in Streifenrichtung (also parallel zur leichten Achse der induzierten und der Formanisotropie) wird die weiche Schicht „vorgespannt“: Kommt nun das dazu senkrechte Magnetfeld aufgrund des Stroms hinzu, so werden sich die magnetischen Momente in diesem Fall durch kohärente Rotation in die aus den beiden Feldern resultierende Richtung ausrichten (unter dem Einfluss der Anisotropien und Kopplungs-Effekte). Diese (teilweise) Ummagnetisierung mittels kohärenter Rotation der magnetischen Momente kommt in der nahezu linearen, hysteresefreien Schaltcharakteristik im rechten Graphen zum Ausdruck. Diese Konfiguration bildet auch die Grundlage des sog. Präzessions-Schaltens ([20]), auf das in den Abschnitten 2.5.3 und 3.3 (hier finden sich auch mikromagnetische Simulationen) näher eingegangen wird.

### 2.3.2 Experimenteller Messaufbau

Grundlage für die HF-Messungen und Optimierung der schnellen Pulsübertragung des Magneto-Koppler-Prototyps der Firma Siemens AG, Erlangen bildet der Aufbau von Abb. 15. Im Gegensatz zu Abb. 7 besteht die Mikro-Spule des hier untersuchten Kopplers aus nur 4 mäanderförmig angeordneten Streifen, unter denen sich jeweils ein GMR-Element befindet. Die Induktivität  $L$  dieser Mikro-Spule wurde analog dem in Abschnitt 2.2.2 vorgestellten Verfahren zu  $L = (18 \pm 2) \text{ nH}$  bestimmt, entsprechend einer Grenzfrequenz

$$f_g = \frac{R}{2\pi L} = (450 \pm 50) \text{ MHz}$$

des resultierenden Tiefpasses (zusammen mit dem 50  $\Omega$ -

Eingangswiderstand des Oszilloskops).

Zur Pulserzeugung wurde der Pulsgenerator *AVTECH* AVP-AV-HV3-C mit fester Anstiegs- und Abfallzeit unter 300 ps (10%-90%-Konvention, gilt für die gesamte Arbeit) und einer maximalen Amplitude von 40 V verwendet. Die transmittierten Pulse sowie die Spannungsausgänge  $U_a$  und  $U_b$  wurden mit dem Tektronix TDS 7104 Speicheroszilloskop mit einer Bandbreite von 1 GHz und einer intrinsischen Anstiegszeit von etwa 400 ps detektiert (Eine Beschreibung der Funktionsweise eines digitalen Speicheroszilloskops findet sich in [15]). Um das eigentliche Brückensignal  $U_{out}$  zu gewinnen, wurde vom Oszilloskop in Echtzeit die Differenz von  $U_a$  und  $U_b$  gebildet. Um ferner externes Rauschen zu reduzieren, das hauptsächlich auf die fehlende Abschirmung des Messaufbaus auf der Platine zurückzuführen ist, wurden die Signale 40-80 Mal gemittelt (d. h. es

## 2.3 Optimierung der schnellen Pulsübertragung eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

---

wurden 40-80 komplette Kurven addiert). Dieses Rauschen sollte in einem fertigen Bauteil in einem Gehäuse mit integrierter Abschirmung nicht vorhanden sein. Es ist zu beachten, dass die gemittelten Kurven eine obere Grenze für die Anstiegs- und Abfallzeiten der Signale angeben.

Das in Abschnitt 2.2.1 diskutierte Übersprechen wurde wie dort angekündigt von den Messkurven subtrahiert. In dem vorliegenden speziellen Fall einer mäanderförmigen Konfiguration der 4 GMR-Streifen heben sich die Anteile des induktiven Übersprechens der 4 Streifen gerade auf. Das kapazitive Übersprechen hat an den Ausgängen  $U_a$  und  $U_b$  gleiches Vorzeichen und sollte daher in der Differenz  $U_{out}$  bei einer perfekt symmetrischen Brücke verschwinden. Die leichte Asymmetrie der untersuchten Brücke machte aber dennoch die Aufnahme einer Referenzkurve ohne magnetische Information nötig, hier durch Schalten der Versorgungsspannung  $U_{DC}$  auf 0 (s. auch [19]). Für die eigentliche Messkurve betrug  $U_{DC} = 5,9$  V.

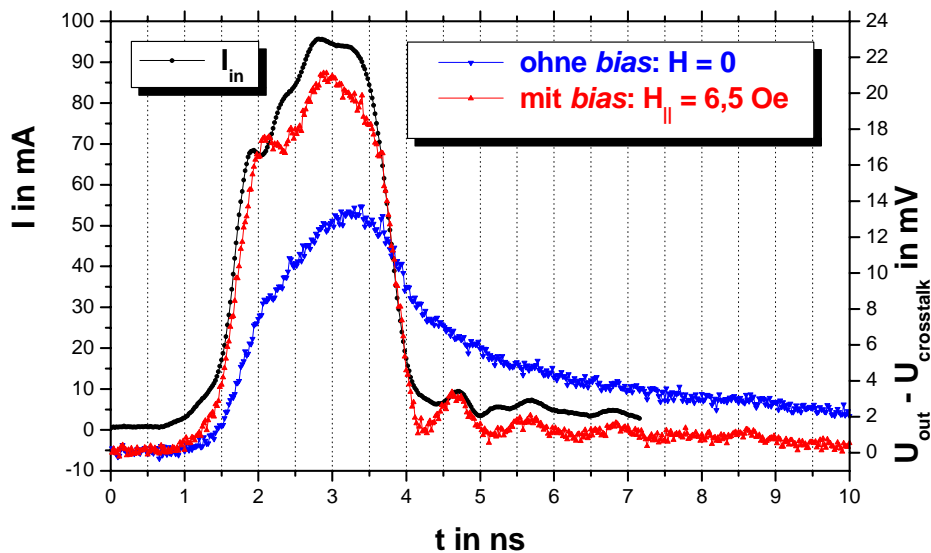
Üblicherweise werden Oszilloskop-Messungen mittels hochohmiger Tastköpfe durchgeführt, um das Messobjekt möglichst wenig zu stören. Dies verursacht bei Messungen am Limit der Bandbreite jedoch zwei Probleme: Zum Einen bildet die hohe Impedanz des Tastkopfes einen RC-Kreis zusammen mit der Eingangskapazität des Oszilloskops (typischerweise 10 pF), also einen Tiefpass, dessen Grenzfrequenz weit unter 1 GHz liegt, was die Detektion schneller Flanken unmöglich macht. Zum Anderen erzeugt die Tastkopfspitze eine große Fehlanpassung am Punkt der Signalerfassung, was unkontrollierbare Signal-Reflektionen zur Folge hat. Daher wurden für alle HF-Messungen ab diesem Abschnitt Hochfrequenzkabel mit einer Bandbreite von mindestens 20 GHz der Firma Spectrum Elektronik verwendet. Die auf 50  $\Omega$  geschalteten Oszilloskop-Eingänge verursachen nun allerdings eine Änderung der Wheatstone-Brücke, da parallel zu zwei der 4 Widerstände jeweils ein 50  $\Omega$ -Widerstand geschaltet ist (betrachte Abb. 6). Da die Widerstände der GMR-Streifen in der Regel einige hundert Ohm betragen, wird in der Folge der Hub des Brückensignals  $U_{out}$  stark reduziert (wie auch schon in Abb. 19), hier etwa um einen Faktor 5. Dies tut der Analyse der Übertragungseigenschaften des Kopplers jedoch keinen Abbruch.

### 2.3.3 Nachweis der Bandbreite von mindestens 550 MHz und Diskussion

Um nun die schnelle Pulsübertragung des Magneto-Koppler-Prototyps zu optimieren

### 2.3 Optimierung der schnellen Pulsübertragung eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

wurde ein schneller Puls mit  $I_{in} = 96$  mA Amplitude (4,8 V an  $50\ \Omega$ ), einer Anstiegszeit von  $t_{an} = 1,1$  ns, einer Abfallzeit von  $t_{ab} = 0,63$  ns und einer Breite von  $t_{Puls} = 2,1$  ns (gemessen bei halber Amplitude) an den Eingang, also die Mikro-Spule gelegt (s. Abb. 20). Ohne weitere externe Magnetfelder erreicht der Magneto-Koppler lediglich ein maximales Ausgangssignal von  $U_{out} = 14,0$  mV (blaue Kurve). Dieses ist immer noch im Ansteigen begriffen, wenn das Eingangssignal schon wieder ausgeschaltet wird, wie ein weiteres Experiment mit etwa doppelter Pulsdauer des Eingangssignals zeigt (ohne Abb.). Die Anstiegszeit und offensichtlich auch die Abfallzeit des Ausgangssignals betragen in diesem Fall also mehrere ns, ein für die zuverlässige Pulsübertragung sehr schlechter Wert.



**Abb. 20** Übertragung eines 2,1 ns-Pulses durch den Magneto-Koppler: Das Ausgangssignal reproduziert die Pulsform nahezu perfekt bei Anlegen eines externen *bias*-Feldes parallel zu den GMR-Streifen.

Ein angelegtes externes *bias*-Feld von 6,5 Oe (beliebiger Polarität) parallel zur Streifenrichtung (hier mittels zweier geeichter Permanentmagnete) ändert  $U_{out}$  dramatisch: Das Ausgangssignal reproduziert die Pulsform nahezu perfekt bei einer Anstiegszeit von  $t_{an} = 1,0$  ns, einer Abfallzeit von  $t_{ab} = 0,55$  ns und einer Pulsbreite von 2,1 ns. Außerdem ist die maximale Amplitude um 52 % auf nun  $U_{out} = 21,3$  mV angestiegen. (Die Oszillationen in  $U_{out}$  nach Pulsende sind auf die phasengleichen Schwingungen im Eingangssignal zurückzuführen. Es handelt sich nicht um das sog. Nachklingeln aufgrund der präzedierenden magnetischen Momente, da sich die Frequenz nicht mit dem *bias*-Feld ändert. Das Nachklingeln wird in Abschnitt 3.3.3 diskutiert.)



### 2.3 Optimierung der schnellen Pulsübertragung eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

---

Dieses Ergebnis weist nicht nur die Fähigkeit dieses Magneto-Kopplers zur galvanisch getrennten Übertragung schneller digitaler Signale nach, sondern darüber hinausgehend sogar seine Fähigkeit, schnelle analoge Signale beinahe linear zu transmittieren (vgl. den AD- bzw. NVE-Koppler in Abschnitt 2.1).

Wertet man konkret die abfallende Flanke mit einer Abfallzeit von etwa  $t_{ab} = 0,6$  ns zur Bestimmung der Bandbreite des Bauelements aus, so ergibt sich gemäß der Abschätzung (aus [21])

$$\text{Bandbreite} = \frac{0,35}{\text{Anstiegs- bzw. Abfallzeit}} \quad \{5\}$$

eine Bandbreite von mindestens 550 MHz. Dieser Wert stellt deshalb eine untere Grenze für die Bandbreite des Magneto-Kopplers dar, da die hier vorliegenden Flanken Anstiegs- und v. a. Abfallzeiten von der Größenordnung der intrinsischen Anstiegszeit des Speicheroszilloskops von ca. 400 ps besitzen und daher in Wirklichkeit u. U. noch steiler sind als die Messung anzeigt. Es ist Aufgabe des folgenden Abschnitts 2.4 zu demonstrieren, dass durch die Verwendung eines wesentlich schnelleren Pulsgenerators und eines Oszilloskops mit 20 GHz Bandbreite die tatsächliche Bandbreite des Kopplers zu 875 MHz bestimmt werden kann. In jedem Falle sind Bandbreiten in dieser Größenordnung für ein nicht nach hochfrequenztechnischen Anforderungen konzipiertes Bauelement sehr beachtlich.

Es bleibt, das unterschiedliche Verhalten der Ausgangsspannung bzgl. dem Anlegen eines *bias*-Felds zu erklären: Dies gelingt mittels der in Abb. 19 diskutierten hysteretischen Schaltcharakteristik ohne *bias*-Feld bzw. linearen Schaltcharakteristik bei Anlegen eines vergleichbaren *bias*-Felds in Streifenrichtung: Es ist nämlich gut dokumentiert, dass das Schalten von weichen ferromagnetischen Schichten viele ns in Anspruch nehmen kann, wenn dieses Schalten in der hysteretischen (leichten) Richtung vollzogen wird ([22], [23]). Die Ursache dafür sind die relativ langsamen Magnetisierungsprozesse der Keimbildung und Wandbewegung. Wenn jedoch (hier durch das „Vorspannen“ der weichen Schicht) das Schalten durch einen Feldpuls senkrecht zur leichten Richtung initiiert wird, so ist dieses sog. Rotations-Schalten oder Präzessions-Schalten prinzipiell nur durch die Präzession der magnetischen Momente in dünnen ferromagnetischen Filmen limitiert, die typischerweise Frequenzen im Bereich 1-10 GHz besitzt ([24], s. auch Ende von Abschnitt 2.3.1).

Die Untersuchungen an kompletten Magneto-Kopplern sind hiermit abgeschlossen. Um

### **2.3 Optimierung der schnellen Pulsübertragung eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)**

---

das gezeigte Verhalten grundlegender untersuchen und interpretieren und damit letztlich Empfehlungen für das Design zukünftiger Magneto-Koppler geben zu können wurden Experimente an GMR-Einzelementen mit wesentlich höherer Bandbreite (20 GHz) sowohl an einem weiteren Magneto-Koppler-Prototyp (Abschnitt 2.4) als auch an einem selbst konzipierten Magneto-Koppler (Abschnitt 2.5) durchgeführt, bei dem aufgrund einer anderen Konfiguration der Anisotropien und Kopplungs-Effekte sogar auf das externe *bias*-Feld verzichtet werden kann.

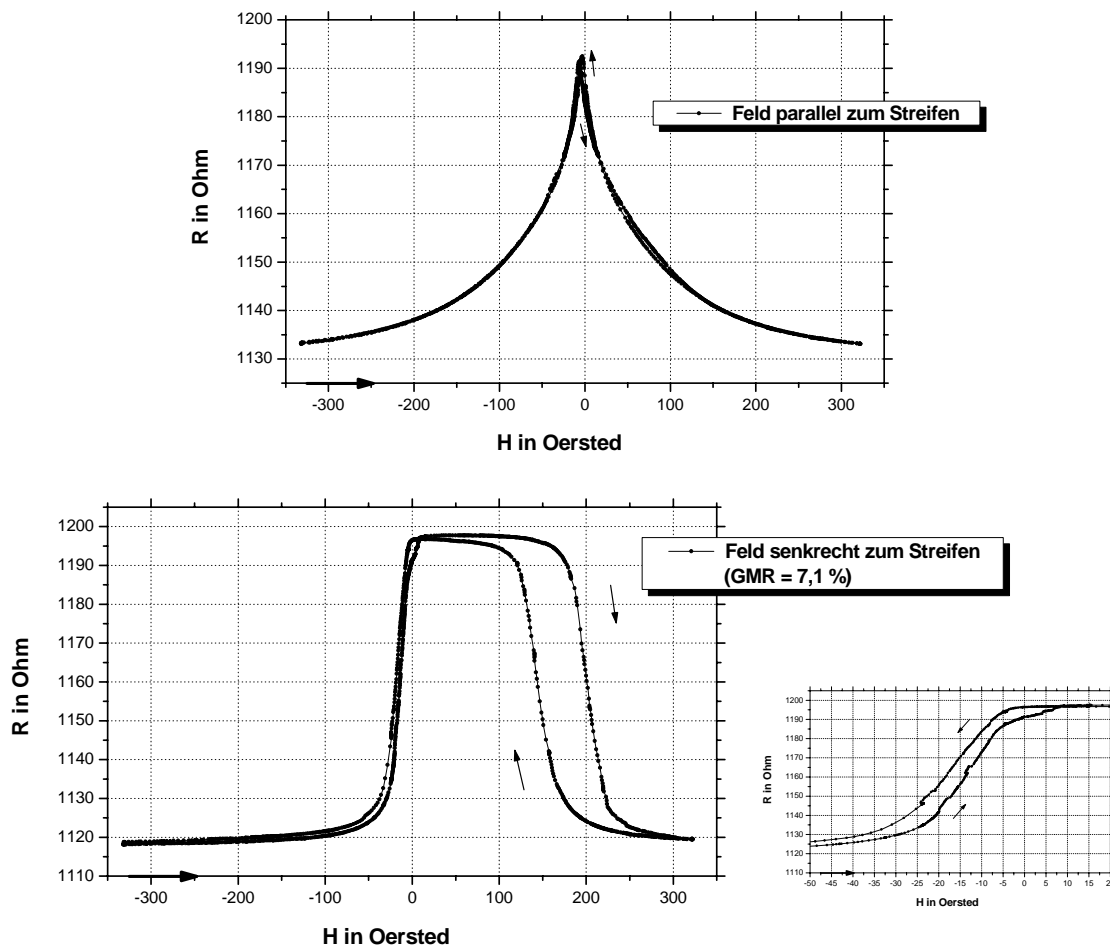
## 2.4 Dynamisches Verhalten eines GMR-Einzelements innerhalb eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

### 2.4.1 Aufbau und DC-Verhalten des untersuchten Einzelements

Als zugrundeliegendes *spin valve*-System kam hier eine modifizierte Version des in Abschnitt 2.3.1 genannten zum Einsatz (Details unterliegen der Vertraulichkeit und können daher nicht genannt werden.). Entsprechend gelten auch die in Abb. 17 gezeigten Vorzugsrichtungen und Kopplungs-Effekte. Um nun ein GMR-Einzelement (bei sonst unverändertem Koppler) untersuchen zu können, wurde die Zuleitung zu einem der 4 GMR-Elemente mechanisch durchtrennt (in Abb. 6 rechts an dem „schwarzen Eck“ oben rechts). Dadurch stehen insgesamt 3 GMR-Streifen für Einzelement-Messungen zur Verfügung. Mittels der gleichen Kontaktierungs-Platine wie für den letzten Abschnitt verwendet (Abb. 15) wurde nun der Widerstand  $R$  des GMR-Elements zwischen dem  $U_{DC}$ - und dem  $U_b$ -Anschluss in Abb. 6 detektiert.

Analog dem Vorgehen in Abschnitt 2.3.1 (jetzt  $I_{konst.} = 0,500$  mA) wurden auch hier Magnetowiderstandskurven aufgenommen (jetzt aber an dem untersuchten Einzelement): Abb. 21 zeigt im Vergleich mit Abb. 18, dass sich das GMR-Einzelement im Wesentlichen wie das Widerstands-Netzwerk der kompletten Brücke verhält. Der GMR-Effekt beträgt auch hier 7,1 %. Die Hysterese des Umschaltens der harten Schicht (Kurve unten links) ist allerdings breiter als in Abb. 18 (evtl. Effekt der Mittelung über die 4 Streifen dort). Der Ausschnitt unten rechts zeigt wieder die Hysterese der weichen Detektionsschicht für  $H$  senkrecht zum Streifen, also der Richtung des Pulsfeldes von der Mikro-Spule. Die Verschiebung aufgrund der (die *orange peel*-Kopplung dominierenden) Streufeld-Kopplung beträgt etwa 15-20 Oe, wobei die Hysterese hier auch für positives  $H$  noch geöffnet ist. Es soll noch bemerkt werden, dass die in diesem Abschnitt 2.4 angewandten Ströme und (unipolaren positiven) Strompulse stets ein Magnetfeld mit umgekehrter Polarität bzgl. der Magnetowiderstandskurven in Abb. 21 erzeugten (d. h. positives  $I_{in}$  entspricht negativem  $H$ ).

## 2.4 Dynamisches Verhalten eines GMR-Einzelements innerhalb eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)



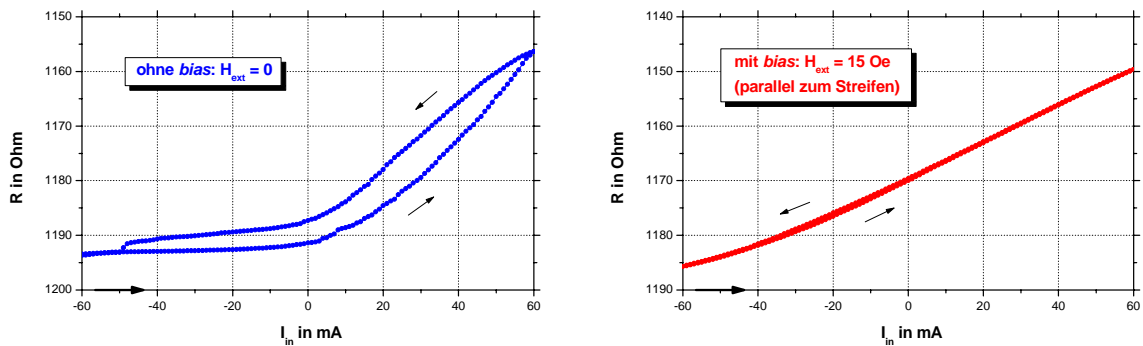
**Abb. 21** Magnetowiderstandskurven des Einzelements:  $H$  parallel (oben) und senkrecht (unten) zum GMR-Streifen (inkl. einem Ausschnitt zur Auflösung der Hysterese: Kurve unten rechts).

Analog zu Abschnitt 2.3.1 wurde auch hier die Schaltcharakteristik des GMR-Einzelements aufgenommen (in diesem Fall das  $R(I_{in})$ -Verhalten), allerdings mit dem *Parameter Analyzer* SC PA 4115A von *Hewlett Packard*. Dieses Gerät liefert zum Einen den langsam veränderlichen Strom  $I_{in}$  (hier maximal  $\pm 60$  mA), zum Anderen einen Konstantstrom von 1,00 mA durch das GMR-Element bei gleichzeitiger Messung der abfallenden Spannung, woraus sich der Widerstand  $R$  ergibt (Zweipunkt-Messung; der Widerstand der Zuleitungen wurde subtrahiert). Es soll nicht unerwähnt bleiben, dass sich die Mikro-Spule bei den im Gegensatz zu Abschnitt 2.3.1 sehr langsamen Änderungen von  $I_{in}$  im Sekundenbereich (dort  $f = 1,00$  kHz) besonders in der Nähe des Maximalstroms merklich erwärmt. Dadurch erhöht sich auch die Temperatur der Umgebung der Mikro-Spule, was schließlich zu einer Widerstandserhöhung des GMR-Elements von z. B. etwa  $5 \Omega$  für  $I_{in} = 50$  mA führt (bei etwa 100 mA brennt die Mikro-Spule durch). Durch

## 2.4 Dynamisches Verhalten eines GMR-Einzelements innerhalb eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

Aufnahme einer Referenzmessung (bei sehr großem *bias*-Feld) und anschließende Subtraktion von der eigentlichen Messkurve wurde dieser thermische Effekt aus den nachfolgenden Graphen entfernt (Fehler dadurch:  $\pm 3 \Omega$ ).

Abb. 22 zeigt ein analoges Verhalten zu Abb. 19, die entsprechenden Ausführungen dazu am Ende des Abschnitts 2.3.1 gelten entsprechend. Im Gegensatz zu obiger Abb. 19 ist die hysteretische Schaltcharakteristik ohne *bias*-Feld hier jedoch nicht symmetrisch um 0, da ja ein Einzelement vorliegt. Das Sättigungsverhalten für negative  $I_{in}$  entspricht dabei der Sättigung für positive  $H$  in der Magnetowiderstandskurve (Abb. 21 unten).



**Abb. 22** Schaltcharakteristik des GMR-Einzelements: ohne *bias*-Feld (links) und mit einem *bias*-Feld von 15 Oe in Streifenrichtung (rechts). Die *R*-Skala ist im Hinblick auf den Vergleich mit späteren Abbildungen invertiert.

### 2.4.2 Experimenteller Messaufbau

Für dynamische Untersuchungen an dem GMR-Einzelement wurde der in Abschnitt 2.3.2 beschriebene Messaufbau in folgenden Punkten modifiziert:

Für die frequenzabhängige Bestimmung der Amplitude des Übersprechens im Vergleich zur „echten“ magnetischen Signalamplitude (Abschnitt 2.4.3) wurde zur Felderzeugung der Sinusgenerator 2019A von *Marconi Instruments* verwendet. Dieser liefert Sinusspannungen mit  $f = 80 \text{ kHz} - 1 \text{ GHz}$  und einer maximalen Scheitelspannung von 2,8 V. Der Detektion der Spannungen diente wieder das Tektronix TDS 7104 Speicheroszilloskop, wobei die aufgenommenen Kurven hier 16-fach gemittelt wurden.

Für die Optimierung der schnellen Pulsübertragung (Abschnitt 2.2.4) und den Nachweis der Bandbreite von 875 MHz kam der schnellste auf dem Markt erhältliche Pulsgenerator, das Modell 10,060A der Firma *Picosecond Pulse Labs, Inc.* (PSPL) zum Einsatz. Dieser ist

## 2.4 Dynamisches Verhalten eines GMR-Einzelements innerhalb eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

---

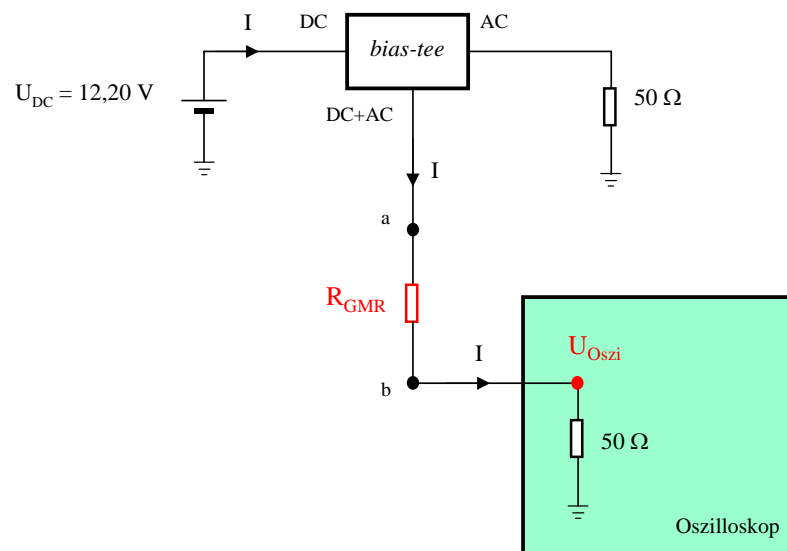
in der Lage, Pulse mit einer Anstiegszeit  $t_{an} = 60$  ps und einer Abfallzeit  $t_{ab} = 140$  ps bei einer maximalen Pulsamplitude von 10 V und einer maximalen Pulslänge von  $t_{puls} = 10$  ns zu erzeugen. Um derart schnelle Signale detektieren zu können, wurde für dieses Experiment ein (digitales) *Sampling* Oszilloskop mit 20 GHz Bandbreite, bestehend aus dem 54121A *Four Channel Test Set* und dem 54120B *Digitizing Oscilloscope Mainframe* von *Hewlett Packard*, verwendet. Es ist zu beachten, dass mit einem *Sampling* Oszilloskop im Gegensatz zu einem Speicheroszilloskop nur repetitive Signale (hier vorliegend) sinnvoll detektiert werden können (Eine genaue Beschreibung der Funktionsweise eines digitalen *Sampling* Oszilloskops findet sich in [15]). Außerdem muss ein *Sampling* Oszilloskop extern getriggert werden: Der entsprechende Triggereingang wurde von dem Triggenerausgang des PSPL-Pulsgenerators angesteuert (bei einer Repititionsrate von 100 kHz). Es muss betont werden, dass aufgrund der begrenzten maximalen Eingangsspannung von typischerweise  $\pm 3$  V in den meisten Fällen Abschwächer vor die Eingänge des *Sampling* Oszilloskops geschaltet werden müssen, um eine Schädigung zu vermeiden (der detektierbare Spannungsumfang beträgt ohnehin nur  $\pm 320$  mV relativ zum Offset). Die Signale wurden schließlich 2048-fach gemittelt, um das erhöhte Rauschen bei den Messungen mit hoher Bandbreite zu reduzieren.

Da es sich bei den Untersuchungen in diesem Abschnitt um ein GMR-Einzelement handelt, kann hier nicht wie im vorherigen die Brückenspannung  $U_{out}$  detektiert werden. Vielmehr muss ein Strom durch den Widerstand  $R_{GMR}$  getrieben werden, um den resultierenden Spannungsabfall am Element mit dem Oszilloskop aufzeichnen zu können. Die entsprechende Schaltskizze ist in Abb. 23 gezeigt: Die konstante Spannung  $U_{DC} = 12,20$  V wird von dem *Keithley 2400 Source Meter* geliefert. Das *bias-tee* (Modell 5545 von PSPL) hat die Aufgabe, die 3 Ein-/Ausgänge gemäß den Bezeichnungen in der Abbildung bis zu einer Bandbreite von 20 GHz voneinander zu entkoppeln (und zwar auf  $50 \Omega$  angepasst). Der durch  $R_{GMR}$  fließende Strom  $I$  gelangt schließlich ins Oszilloskop, wo er einen Spannungsabfall  $U_{Oszi}$  am  $50 \Omega$ -Eingangswiderstand verursacht. Mit Hilfe der aufgezeichneten Spannung  $U_{Oszi}$  und der bekannten Gesamtspannung  $U_{DC}$  kann gemäß einer Spannungsteilerschaltung im Vergleich mit dem  $50 \Omega$ -Eingangswiderstand der gesuchte Widerstand  $R_{GMR}$  bestimmt werden zu:

$$R_{GMR} = \left( \frac{U_{DC}}{U_{Oszi}} - 1 \right) \cdot 50 \Omega - 1,0 \Omega \quad \{6\}$$

## 2.4 Dynamisches Verhalten eines GMR-Einzelements innerhalb eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

(Das *bias-tee* hat einen Widerstand von  $1,0\ \Omega$ , der abzuziehen ist. Die Zuleitungen haben Widerstände im  $\text{m}\Omega$ -Bereich und werden daher vernachlässigt.) Formel {6} stimmt in guter Näherung auch für sehr schnelle Änderungen von  $R_{\text{GMR}}$  (aufgrund schneller einfallender Feldpulse von der Mikro-Spule), da die resultierende Potentialverschiebung am Punkt b unmittelbar vom Oszilloskopeingang detektiert wird. Eventuelle Rückreflektionen z. B. an der Konstantspannungsquelle spielen wegen der Laufzeit der Signale von mehreren ns keine Rolle (derartige Effekte werden nicht innerhalb des Messfensters erfasst).



**Abb. 23** Schaltskizze für die Detektion schneller Änderungen des Widerstands  $R_{\text{GMR}}$  mittels einer Konstant-Spannungsquelle, einem *bias-tee* und einem Oszilloskop. Die Punkte a und b bezeichnen die entsprechenden Platinausgänge von Abb. 15.

Bei den Messungen mit dem *Marconi*-Sinusgenerator wurde das Übersprechen wieder durch die Aufnahme einer Referenzkurve für  $U_{\text{DC}} = 0$  bestimmt. Für die sehr empfindlichen Messungen mit dem PSPL-Pulsgenerator kam jedoch folgende „Umpol-Methode“ zur Gewinnung des eigentlichen magnetischen Signals (ohne Übersprechen) zur Anwendung: Nach einer ersten Messung mit positivem  $U_{\text{DC}}$  wurde eine weitere mit exakt gleich großem, aber negativen  $U_{\text{DC}}$  durchgeführt. Diese zweite Messung beinhaltet das gleiche Übersprechen (das ja nur vom einfallenden Strompuls abhängt), aber das invertierte magnetische Signal. Die Differenz der beiden Messungen enthält also das „echte“ magnetische Signal (sogar in doppelter Amplitude) ohne Übersprechen. Der

## 2.4 Dynamisches Verhalten eines GMR-Einzelements innerhalb eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

---

Vorteil dieser Methode liegt in der symmetrischen Konfiguration bei den beiden Messungen: Der Gleichstrom  $I$  durch das GMR-Element erzeugt nämlich seinerseits ein zusätzliches DC-Feld  $H_{DC}$ , das mit dem einfallenden Feldpuls wechselwirkt. Nimmt man die Referenzkurve bei  $U_{DC} = 0$  auf, so entfällt  $H_{DC}$ , was insbesondere im Bereich der steilen Flanken bei der Subtraktion von der eigentlichen Messkurve ( $U_{DC} \neq 0$ , also  $H_{DC} \neq 0$ ) zu unerwünschten Abweichungen führt.

Die Mikro-Spule des hier verwendeten Magneto-Koppler-Prototyps ist eine modifizierte Fassung der in Abschnitt 2.2.2 vorgestellten. Durch die zusätzliche Verkürzung der kontaktierenden Bonddrähte konnte die Induktivität der Mikro-Spule auf etwa  $L = 9,5 \text{ nH}$  reduziert werden, entsprechend einer Grenzfrequenz von etwa  $f_g = \frac{R}{2\pi L} = 850 \text{ MHz}$  des resultierenden Tiefpasses (zusammen mit dem  $50 \Omega$ -Eingangswiderstand des Oszilloskops). ( $L$  wurde in diesem Fall aus der Zunahme der Anstiegszeit des PSPL-Pulsgenerators von  $t_{an} = 60 \text{ ps}$  auf  $t_{an} = 410 \text{ ps}$  mit eingefügter Spule mittels Formel {5} und obiger Formel für die Grenzfrequenz abgeschätzt.)

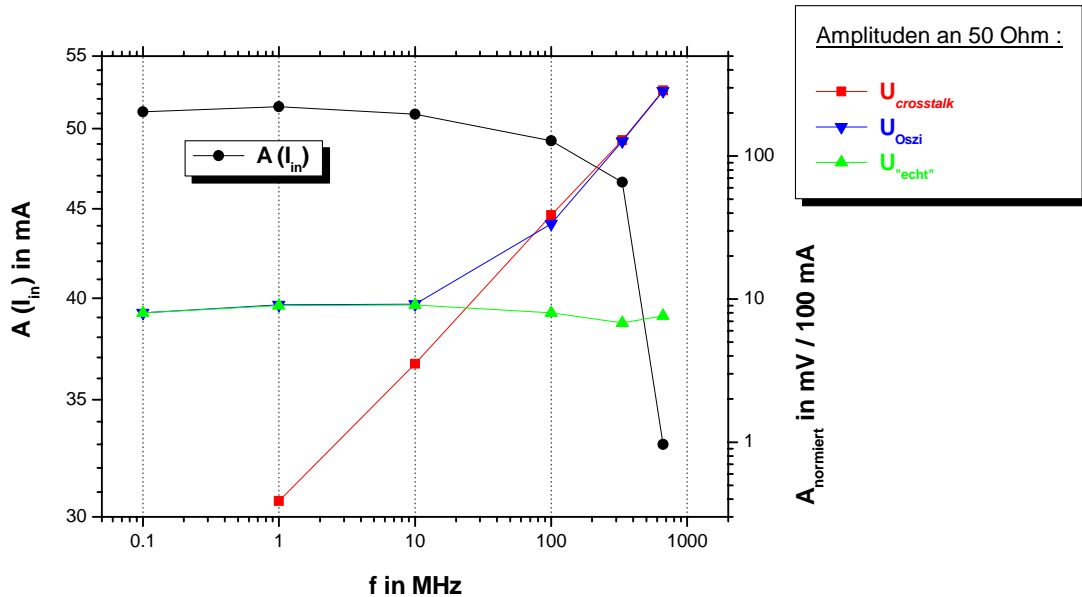
### 2.4.3 Übersprechen versus „echtes“ magnetisches Signal: Frequenzabhängigkeit der Amplituden

Ziel dieses Abschnitts ist die Bestimmung der Frequenzbereiche, in denen der Hub des Ausgangssignals  $U_{out}$  des Magneto-Koppler-Prototyps überwiegend der Widerstandsänderung der GMR-Elemente („magnetisches Regime“) bzw. dem Übersprechen („crosstalk-Regime“) zuzuschreiben ist. Dazu wurde ein sinusförmiges Eingangssignal verschiedener Frequenz (mit  $2,8 \text{ V}$  Amplitude) an die Mikro-Spule gelegt. Am GMR-Einzelement konnten sodann gemäß Abb. 23 zunächst das reine Übersprechen  $U_{crosstalk}$  ( $U_{DC}$  auf 0) und anschließend das alle Beiträge beinhaltende (mathematisch unbehandelte) Signal  $U_{Oszi}$  aufgezeichnet werden ( $U_{DC} = 12,2 \text{ V}$ ). Die phasenrichtige Differenz liefert schließlich das „echte“ magnetische Signal  $U_{echt} = U_{Oszi} - U_{crosstalk}$ . Erwartungsgemäß hinkt  $U_{crosstalk}$  (kapazitiv!) dem Eingangssignal  $I_{in}$  um  $90^\circ$  hinterher, wohingegen  $U_{echt}$  in Phase mit  $I_{in}$  ist (abgesehen von magnetischen Hysteresis-Effekten). Das „gemischte“ Signal  $U_{Oszi}$  weist eine Phasenverschiebung zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$  je nach Regime auf (ohne Bild).



## 2.4 Dynamisches Verhalten eines GMR-Einzelements innerhalb eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

Abb. 24 zeigt die Scheitelwerte aller dieser Spannungen und des Eingangssignals in einem Frequenzbereich von 100 kHz bis 666 MHz. Zunächst fällt die Abnahme der Amplitude von  $I_{in}$  ab 100 MHz auf. Dies ist zum Einen auf die begrenzte Bandbreite des Speicheroszilloskops von 1 GHz zurückzuführen. An der Grenze der Bandbreite wird definitionsgemäß das Eingangssignal um 3 dB, also auf 70,7 % abgeschwächt, im vorliegenden Fall also von etwa 51 mA auf 36 mA bei 1 GHz. In der Abbildung ist  $I_{in}$  aber bei 666 MHz schon auf 33 mA abgesunken. Dies ist auf den zweiten hier beteiligten Tiefpass zurückzuführen, der sich durch die Induktivität  $L$  der Mikro-Spule ergibt. Die Abnahme von  $I_{in}$  mit zunehmender Frequenz hat auch eine dazu proportionale Abnahme der Amplitude der detektierten Spannungen zur Folge. Zur Vergleichbarkeit wurden diese daher auf  $I_{in}$  normiert.



**Abb. 24** Amplituden (gemeint: Scheitelwerte) aller bei einem GMR-Einzelement beteiligten Ströme und Spannungen bei verschiedenen Frequenzen (s. Text).  $U_{crosstalk}$  verschwindet bei 0,1 MHz beinahe vollständig und kann daher in der logarithmischen Auftragung nicht dargestellt werden. Die Amplituden  $A_{normiert}$  sind auf die Amplitude des Eingangsstroms  $I_{in}$  normiert (in mV pro 100 mA Eingangsstrom).

Das magnetische Signal  $U_{echt}$  (grün) ist offensichtlich über den gesamten Frequenzbereich relativ konstant. Das Übersprechen  $U_{crosstalk}$  (rot) ist bis 10 MHz deutlich kleiner als  $U_{echt}$ , so dass man bis einschließlich 10 MHz vom „magnetischen Regime“ sprechen kann. Ab 100 MHz liegt allerdings das „crosstalk-Regime“ vor, da hier das

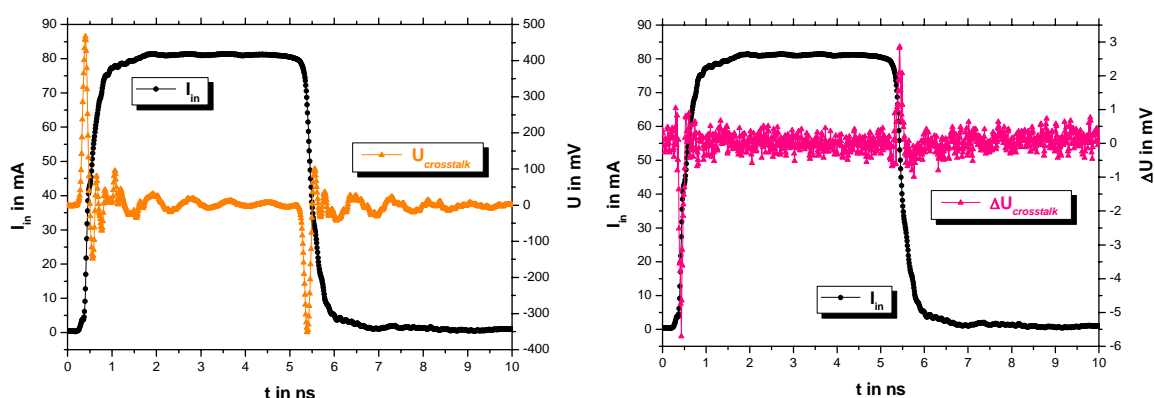
## 2.4 Dynamisches Verhalten eines GMR-Einzelements innerhalb eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

Übersprechen dominiert (logarithmische Skala!). Bei Anlegen eines *bias*-Feldes in Streifenrichtung erhält man im Übrigen identische Ergebnisse (ohne Bild).

Nun heißt dies nicht, dass ein derartiger Magneto-Koppler oberhalb einer Frequenz von 100 MHz nicht mehr eingesetzt werden kann: Sollen lediglich digitale Signale übertragen werden, so kann die Übertragung langsamer Signale im „magnetischen Regime“ durchaus durch die Übertragung schneller Signale im „*crosstalk*-Regime“ abgelöst werden, wenn eine anschließende Komparator-Schaltung für die Aufbereitung der Signale sorgt. Es entfällt in diesem Fall die Notwendigkeit eines Auffrisch-Mechanismus wie er beim AD-Koppler (Abschnitt 2.1.1) verwendet wird. Sollen allerdings analoge Signale detailgetreu übertragen werden, so ist das Übersprechen möglichst zu vermeiden, beispielsweise durch eine gekreuzte Anordnung der Leiterbahnen wie in Abschnitt 2.5.1.

### 2.4.4 Nachweis der Bandbreite von 875 MHz und Diskussion

Um nun die schnelle Pulsübertragung des GMR-Einzelements zu optimieren, wurde ein ultraschneller Puls mit  $I_{in} = 81$  mA Amplitude, einer Anstiegszeit  $t_{an} = 60$  ps, einer Abfallzeit  $t_{ab} = 140$  ps und einer Breite von  $t_{Puls} = 5,0$  ns an die Mikro-Spule gelegt. Die Induktivität  $L$  der Spule führt zu einer Abflachung der steilen Flanken, so dass letztlich vom Oszilloskop die größeren Werte  $t_{an} = 410$  ps für die Anstiegs- und  $t_{ab} = 490$  ps für die Abfallzeit gemessen werden (schwarze Kurve in Abb. 25).

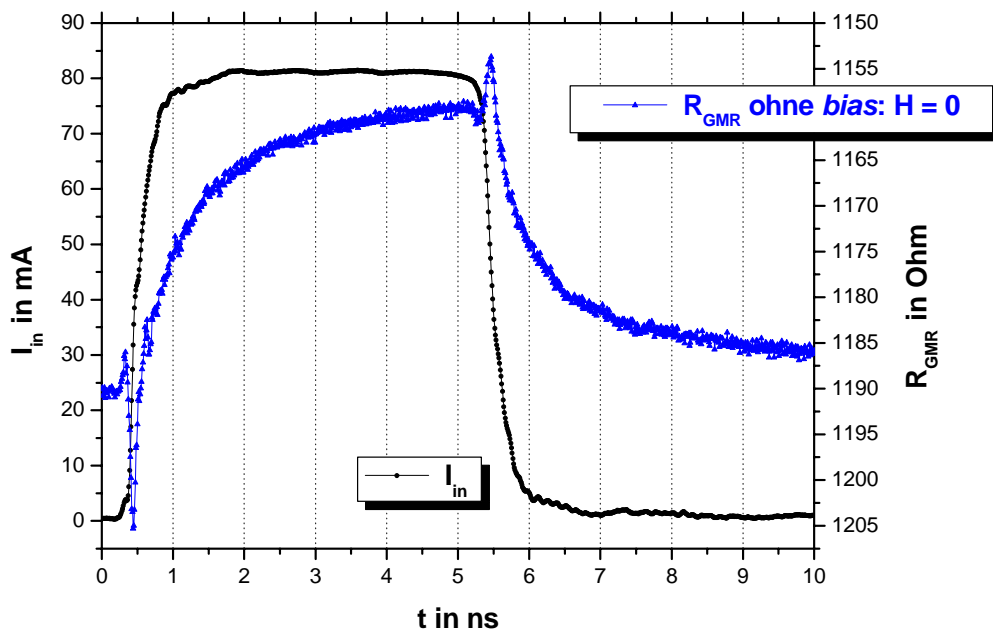


**Abb. 25** Übersprechen bei der Pulsübertragung: Spannungsspitzen  $U_{crosstalk}$  am Punkt b in Abb. 23 (links) und Subtraktion zweier derartiger Kurven zur Demonstration des Trigger-Jitter (rechts). Es wurde ein zum Streifen senkrechtes Sättigungsfeld von ca. -100 Oe angelegt, um magnetische Effekte zu unterdrücken.

## 2.4 Dynamisches Verhalten eines GMR-Einzelements innerhalb eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

Trotzdem erzeugen diese Flanken beträchtliche Spannungsspitzen aufgrund des Übersprechens (Abb. 25 links): Die mit der ansteigenden Flanke verbundene Spannungsspitze weist ein Maximum von 470 mV auf. Im Vergleich dazu ist das in Abb. 26 gezeigte „echte“ magnetische Signal etwa 40 Mal kleiner (die dortige Widerstandsänderung entspricht einer Spannungsänderung von nur etwa 12 mV). Die Oszillationen nach den Spannungsspitzen sind auf Reflektionen innerhalb der (nicht angepassten) Probe zurückzuführen.

Bei der in Abschnitt 2.4.2 beschriebenen „Umpol-Methode“ werden zwei Signale, die jeweils derartige Spannungsspitzen beinhalten, voneinander subtrahiert. Ein sog. *Trigger-Jitter* von wenigen ps (hier sowohl durch den Triggerausgang des Pulsgenerators als auch durch den Triggereingang des Oszilloskops bedingt) bewirkt nun, dass das Übersprechen bei dieser Subtraktion nicht vollständig entfernt werden kann: Es bleiben die in Abb. 25 rechts gezeigten Restspitzen in der Größenordnung einiger mV bestehen. Konkret entsprechen die in dieser Abbildung gezeigten Restspitzen gemäß Formel {6} scheinbaren Widerstandsänderungen von 15  $\Omega$  (ansteigende) bzw. 8  $\Omega$  (abfallende Flanke). Dies erklärt die entsprechenden Effekte in Abb. 26 und Abb. 27.

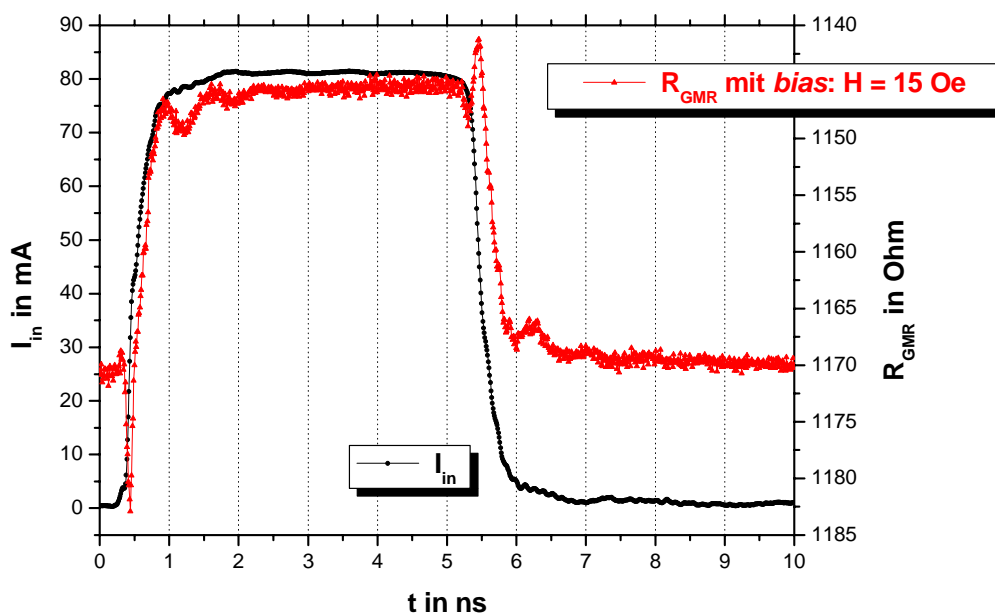


**Abb. 26** Übertragung eines 5,0 ns-Pulses durch ein GMR-Einzelement: Die Widerstandsänderung kann den steilen Flanken des Eingangssignals nicht folgen, wenn kein externes *bias*-Feld angelegt ist.

## 2.4 Dynamisches Verhalten eines GMR-Einzelements innerhalb eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

Abb. 26 zeigt die Übertragung des 5,0 ns-Pulses durch das GMR-Einzelement ohne weitere externe Magnetfelder: Die Widerstandsänderung beträgt zwar gut detektierbare  $32\ \Omega$  (2,8 %), allerdings betragen wie schon in Abschnitt 2.3.3 (s. Abb. 20) die Anstiegs- und Abfallzeit mehrere ns, ein für die zuverlässige Übertragung schneller Pulse schlechter Wert.

Ein externes *bias*-Feld von 15 Oe (beliebiger Polarität) parallel zum GMR-Streifen (wieder mittels zweier geeichter Permanentmagnete angelegt) ändert dieses Verhalten erneut dramatisch:



**Abb. 27** Übertragung eines 5,0 ns-Pulses durch ein GMR-Einzelement: Die Widerstandsänderung reproduziert die Pulsform sehr gut bei Anlegen eines externen *bias*-Feldes parallel zum Streifen.

Die Widerstandsänderung nimmt zwar in diesem Fall auf  $26\ \Omega$  (2,3 %) ab (im Gegensatz zu Abb. 20, wo eine Signalzunahme beobachtet wird: dort beträgt das „vorspannende“ *bias*-Feld nur 6,5 Oe - das mehr also doppelt so große *bias*-Feld hier führt durch kleinere Auslenkungen der Magnetisierung zu einer entsprechend kleineren Widerstandsänderung). Allerdings reproduziert der zeitliche Verlauf von  $R_{GMR}$  die Pulsform im Gegensatz zum vorherigen Graph sehr gut mit einer Anstiegszeit  $t_{an} = 400\text{ ps}$  und einer Abfallzeit  $t_{ab} = 1,0\text{ ns}$  (allein aufgrund des ersten „Nachschwingers“ derart groß). Das „Nachschwingen“ nach den steilen Flanken, auch Nachklingeln genannt, ist auf die

## 2.4 Dynamisches Verhalten eines GMR-Einzelements innerhalb eines Magneto-Koppler-Prototyps (Siemens AG, Erlangen)

---

Präzession der Magnetisierung um das effektive Magnetfeld zurückzuführen ( $f = 1,4$  GHz). Da die Oszillationen für kleinere *bias*-Felder weniger ausgeprägt waren (Tendenz zu einem Verhalten gemäß Abb. 26) und für größere *bias*-Felder wesentlich kleinere Amplitude besaßen, konnten an diesem GMR-Einzelement keine systematischen Untersuchungen der Präzession vorgenommen werden. Es sei auf den folgenden Abschnitt 2.5, auf Abschnitt 3.3 und auf die Literatur (z. B. [24]) verwiesen. Es soll noch erwähnt werden, dass auch hier - wie schon im Rahmen der Aufnahme der Schaltcharakteristik in Abschnitt 2.4.1 diskutiert - eine Widerstandserhöhung aufgrund einer Erwärmung des GMR-Elements beobachtet wurde. Hier allerdings ist die Ursache der relativ hohe Strom  $I$  von etwa 10 mA durch das dünne GMR-Schichtsystem (aufgrund  $U_{DC} = 12,20$  V an  $R = (1190 + 50) \Omega$ ). Die entsprechende Widerstandserhöhung in der Größenordnung  $20 \Omega$  (wie simultane DC-Messungen ergaben) wurde in obige Graphen als Korrektur eingearbeitet.

Die Erklärung des in Abb. 26 und Abb. 27 gesehenen Verhaltens gelingt wieder mittels Identifikation mit der Schaltcharakteristik des GMR-Einzelements (Abb. 22). Die Ausführungen zu Ende des Abschnitts 2.3.3 gelten hier völlig analog; zur Interpretation sei betont, dass ein positiver Strom  $I_{in}$  einem negativen  $H$ -Feld bei den Magnetowiderstandskurven entspricht.

Wertet man nun die ansteigende Flanke mit einer Anstiegszeit von  $t_{an} = 400$  ps zur Bestimmung der Bandbreite eines Magneto-Kopplers aus, der aus derartigen GMR-Elementen aufgebaut wäre, so ergibt sich mit Formel {5} eine Bandbreite von 875 MHz. Dieser Wert ist im Gegensatz zum vorherigen Abschnitt 2.3 nicht durch die Bandbreite des Messaufbaus begrenzt, sondern allein durch die Induktivität  $L$  der Mikro-Spule (samt Bonddrähten) und die nicht angepasste Kontaktierung des GMR-Elements mit Bonddrähten, etc. Allerdings lässt schon dieses Ergebnis die Aussage zu, dass die Technologie des Magneto-Kopplers eine sehr vielversprechende Alternative zu herkömmlichen Optokopplern darstellt, insbesondere im Hinblick auf die sehr schnelle Datenübertragung. Durch weitere Optimierung der Magneto-Koppler-Geometrie sowie der Anisotropien und Kopplungs-Effekte (wie z. B. in Abschnitt 2.5) ist zu erwarten, dass sogar Bandbreiten (und Datenraten) über 1 GHz erreicht werden können.

## 2.5 Ultraschnelle Pulsübertragung mittels eines an 50 Ohm angepassten Magneto-Kopplers

### 2.5.1 Aufbau und DC-Verhalten des selbst konzipierten Kopplers

Das zugrundeliegende *spin valve*-Schichtsystem wurde vom Institut für Physikalische Hochtechnologie e. V., Jena hergestellt und hat folgende Schichtenfolge (tiefgestellt die jeweilige Dicke in nm): Si-Substrat/Ta<sub>5</sub>/Py<sub>4</sub>/CoFe<sub>0,5</sub>/Cu<sub>4</sub>/CoFe<sub>3</sub>/IrMn<sub>10</sub>/Ta<sub>5</sub>. Dabei bildet in diesem Fall die IrMn/CoFe-Einheit die „gepinnte“ Schicht (Referenzschicht), die CoFe/Py-Einheit die „freie“ Schicht (Detektionsschicht). Im Gegensatz zu den beiden vorherigen Abschnitten 2.3 und 2.4 ist in diesem Fall das *exchange bias*, also das „pinning“ der Referenzschicht (und damit auch die *orange peel*-Kopplung und, nach Mikrostrukturierung, die Streufeld-Kopplung) parallel zur Achse der induzierten uniaxialen Anisotropie, also intrinsischen leichten Richtung (l. R.) orientiert (vgl. Abb. 17, dort senkrecht). Analog dem Vorgehen in Abschnitt 2.3.1 (jetzt  $I_{konst.} = 10,0$  mA) wurden Magnetowiderstandskurven des ausgedehnten Schichtsystems aufgenommen. Die in Abb. 5 rechts gezeigte Kurve wurde genau an dem hier vorliegenden *spin valve* gewonnen. Der GMR-Effekt beträgt also 5,0 % und die *orange peel*-Kopplung bewirkt eine Verschiebung der Kurve um 7 Oe nach links. Der eingepprägten uniaxialen Anisotropie (intrinsische l. R.) kann ein Anisotropiefeld in der Größenordnung  $H_k \approx 10 - 15$  Oe zugeordnet werden (Abschätzung mittels der in Abschnitt 3.4 beschriebenen VNA-FMR-Methode, hier jedoch durch Auflegen einer ausgedehnten *spin valve*-Schicht direkt auf den koplanaren Wellenleiter; ein ähnlich hoher Wert ist auch in [31] dokumentiert).

Mittels lithographischer Standard-Prozessierung im Reinraum wurde aus dem ausgedehnten Schichtsystem eine Ellipse herausgeätzt, deren Hauptachsen 5  $\mu\text{m}$  und 10  $\mu\text{m}$  messen (s. Abb. 28 rechts). Die Länge wurde auf 10  $\mu\text{m}$  dimensioniert, damit eine dicht darüber liegende gekreuzte Leiterbahn mit 20  $\mu\text{m}$  Breite ein über das ganze Element möglichst homogenes Magnetfeld erzeugt (vgl. die Ausführungen in Abschnitt 2.2.3). Die Breite von 5  $\mu\text{m}$  soll einen Widerstand des GMR-Elements in der Größenordnung 50  $\Omega$  gewährleisten (hier werden nur etwa 37  $\Omega$  erreicht, s. Abb. 31; geringere Breiten waren allerdings lithographisch schwer beherrschbar).

Die Mikrostrukturierung des GMR-Schichtsystems hat zur Folge, dass sich innerhalb der

## 2.5 Ultraschnelle Pulsübertragung mittels eines an 50 Ohm angepassten Magneto-Kopplers

---

weichen Py-Schicht eine (uniaxiale) Formanisotropie mit der leichten Achse entlang der langen Hauptachse (entspricht hier der y-Richtung, s. Abb. 30 für die Definition des Koordinatensystems) ausbildet. Die Näherung des vorliegenden elliptischen Kreiszylinders durch ein sehr flaches Ellipsoid liefert mittels der Formeln {2.23} bis {2.25} in [25] für die Entmagnetisierungsfaktoren  $N_i$  die Werte:  $N_x = 0,000717$ ,  $N_y = 0,000252$  und  $N_z = 0,999031$  (s. Abschnitt 2.1 d) in [26] für eine eingehende Behandlung der Dipolfeldenergie  $E_d$  aufgrund des entmagnetisierenden Feldes  $\vec{H}_d$ , die ja die Formanisotropie zur Folge hat). Die unterschiedlichen Werte für  $N_x$  und  $N_y$  haben unterschiedliche Dipolfeldenergiedichten  $\varepsilon_d$  für den Fall einer homogenen Magnetisierung in x- versus den Fall einer homogenen Magnetisierung in y-Richtung zur Folge. Die entsprechende Differenz errechnet sich gemäß Formel {2.17} in [26] zu

$$\Delta\varepsilon_d = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 (N_x - N_y) \quad \{7\}$$

mit der Vakuumpermeabilität  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$  und der Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  (typischer Wert für Py:  $M_s = 800$  (– 860) kA/m, s. Abschnitt 2.3 in [26] sowie [47]). Das zugeordnete Anisotropiefeld erhält man schließlich aus der üblichen Beziehung {8} für die (allgemeine) uniaxiale Anisotropie durch Identifizieren von  $K_U$  mit  $\Delta\varepsilon_d$ :

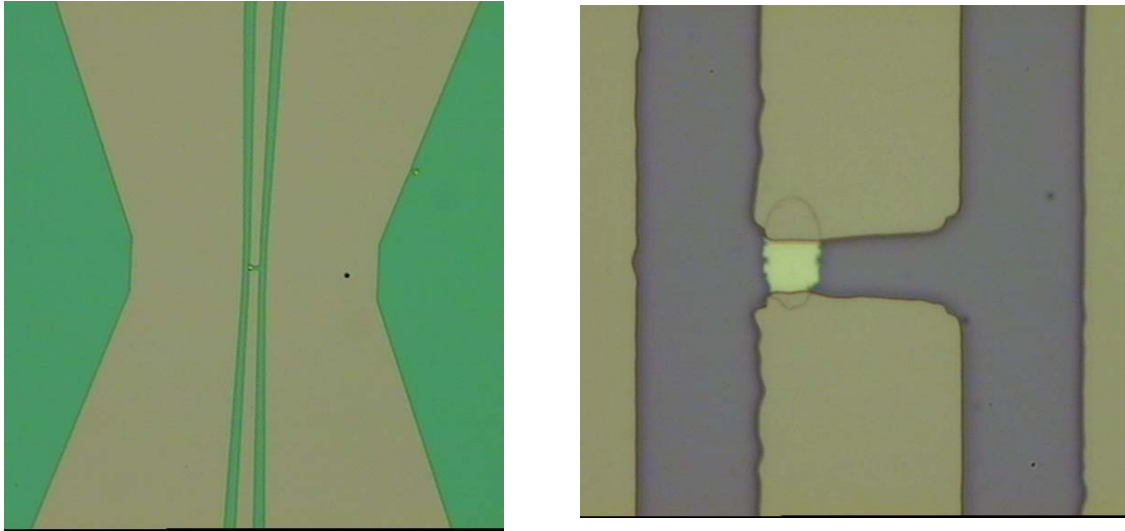
$$H_k = \frac{2 K_U}{\mu_0 M_s} = \frac{2 \Delta\varepsilon_d}{\mu_0 M_s} \quad \{8\}$$

Diese Abschätzung ergibt im vorliegenden Fall eine (uniaxiale) Formanisotropie mit einem zugeordneten Anisotropiefeld  $H_k \approx 4,5$  Oe, wobei die leichte Richtung senkrecht zur intrinsischen leichten Richtung liegt (s. Abb. 30).

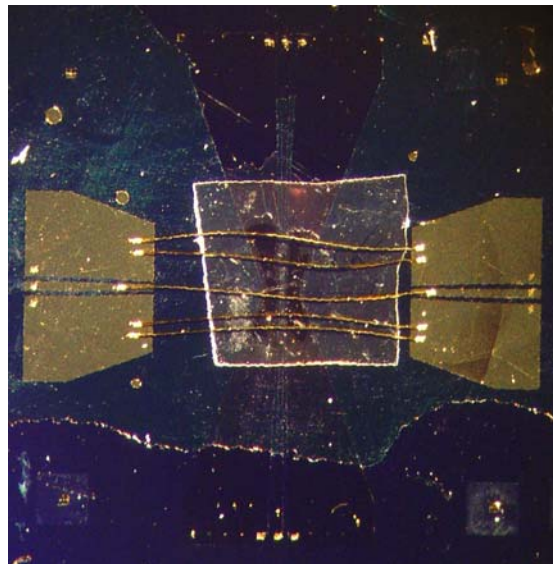
Die GMR-Ellipse wurde nun nicht mit Bonddrähten, sondern mit einem koplanaren Wellenleiter (sog. *sense line*) kontaktiert, um bestmögliche Anpassung an 50  $\Omega$  zu erreichen. Wie in Abschnitt 2.2.4 erwähnt, bestehen diese aus 2 Masseleitungen und einem dazwischenliegenden Mittelleiter, in dem das eigentliche Signal transmittiert wird. Alle in dieser Arbeit verwendeten koplanaren Wellenleiter bestehen aus einer 350 nm dicken Goldmetallisierung, sind 6,0 mm lang mit einem 100  $\mu\text{m}$  breiten Mittelleiter im Außenbereich, der sich zu einer Breite von 20  $\mu\text{m}$  im Zentrum verjüngt (diese Verjüngung dient i. A. dazu, höhere Stromdichten und damit höhere Magnetfelder zu erreichen; für die Kontaktierung der GMR-Ellipse wäre sie nicht zwingend, verringert aber die Fläche, auf

## 2.5 Ultraschnelle Pulsübertragung mittels eines an 50 Ohm angepassten Magneto-Kopplers

der sich die beiden Wellenleiter kreuzen, wodurch Fehlanpassungen weiter minimiert werden). Details zur Dimensionierung, Herstellung und Charakterisierung dieser Wellenleiter finden sich in Abschnitt 3.2. Zur Kontaktierung der Ellipse ist der Mittelleiter auf einer Länge von 5  $\mu\text{m}$  unterbrochen, es wird hier also die CIP-Geometrie verwendet:



**Abb. 28** Kontaktierung der GMR-Ellipse: sich verjüngender koplanarer Wellenleiter (links) und Vergrößerung des zentralen Bereichs (rechts).



**Abb. 29** Mikro-Spule (*word line*), bestehend aus koplanarem Wellenleiter (golden, außen) und Bonddrähten über einer etwa  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  großen Polyethylenfolie.

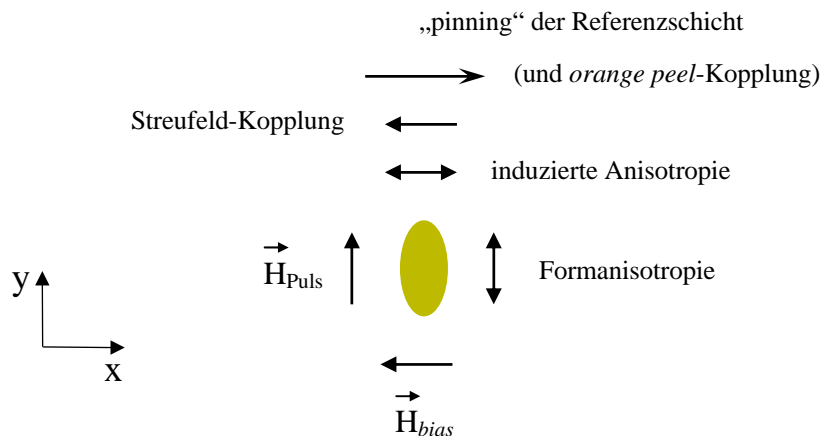
Um das Übersprechen zu minimieren besteht die anregende Mikro-Spule bei diesem selbst konzipierten Magneto-Koppler lediglich aus einer horizontal über das GMR-Element



## 2.5 Ultraschnelle Pulsübertragung mittels eines an 50 Ohm angepassten Magneto-Kopplers

verlaufenden Leiterbahn (sog. *word line*). Die lineare Struktur ermöglicht zudem eine weitere Reduzierung der Induktivität  $L$  bis hin zur vollkommenen Anpassung an  $50\ \Omega$ . Die diesbezüglich ideale Lösung eines zweiten, gekreuzt verlaufenden koplanaren Wellenleiters gleicher Dimensionen scheiterte an der Brüchigkeit der  $1\ \mu\text{m}$  dicken  $\text{SiO}_2$ -Isolierschicht (aufgebracht mittels eines PECVD-Prozesses). Daher wurde der gekreuzte koplanare Wellenleiter im zentralen Bereich (auf  $3\ \text{mm}$  Länge) unterbrochen und dort durch Bonddrähte mit  $25\ \mu\text{m}$  Durchmesser ersetzt (je 2 Drähte für die Masseleitungen, 1 Draht für den Mittelleiter). Diese wurden durch eine etwa  $10\ \mu\text{m}$  dicke Polyethylenfolie von der *sense line* isoliert (Abb. 29). Der mittlere Bonddraht konnte mit einer Genauigkeit von  $\pm 5\ \mu\text{m}$  über der Ellipse positioniert werden. Bei Kontaktierung mit der *Pyramid Probe Card* (Abb. 16) waren die Bonddrähte dann zwischen der Polyethylenfolie (von unten) und der Kunststoffmembran (von oben) fixiert, da die Pyramidenhöhe gerade dem Drahtdurchmesser gleicht.

Mit den obigen Ausführungen ergeben sich bzgl. der GMR-Ellipse folgende Richtungen der beteiligten internen und externen Felder sowie Kopplungs-Effekte:

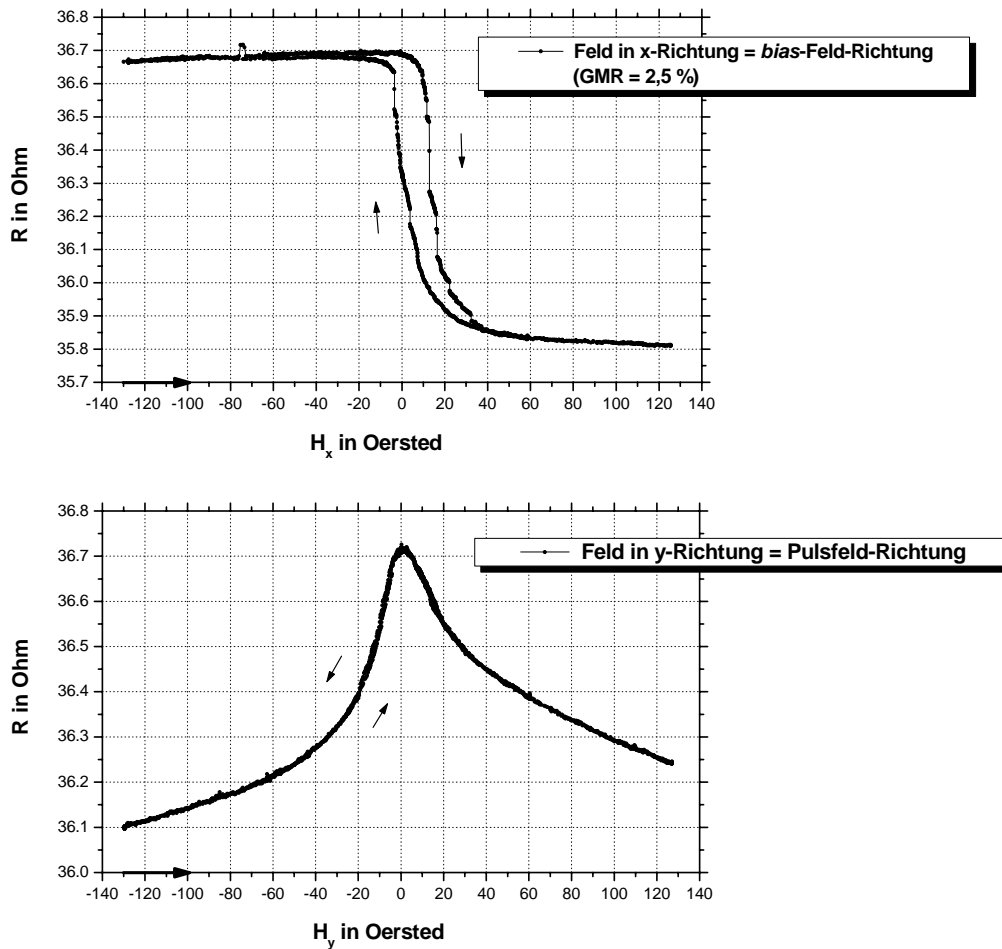


**Abb. 30** Vorzugsrichtungen (leichte Achsen) und Kopplungs-Effekte sowie Richtungen der beteiligten externen Felder bzgl. der GMR-Ellipse.

Für die spätere Interpretation der HF-Messungen (Abschnitt 2.5.3) wurden wieder Magnetowiderstandskurven der strukturierten GMR-Ellipse aufgenommen (wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, jedoch bereits im HF-Aufbau gemäß Abb. 32 integriert; mittels des dort gezeigten Helmholtz-Spulenpaars konnten allerdings nur Magnetfelder bis maximal  $150\ \text{Oe}$  erreicht werden, so dass nur ein Teil der kompletten Magnetowiderstandskurve, die sog. *minor loop* aufgenommen wurde). Die obere Kurve in

## 2.5 Ultraschnelle Pulsübertragung mittels eines an 50 Ohm angepassten Magneto-Kopplers

Abb. 31 zeigt das Ummagnetisierungsverhalten in x-Richtung (= intrinsische l. R.). Es fällt zunächst auf, dass der GMR-Effekt auf 2,5 % gesunken ist. Dies ist auf erhöhte Temperaturen während der Prozessierung im Reinraum zurückzuführen (insbesondere war die Probe beim PECVD-Schritt etwa 20 Minuten auf über 100°C erwärmt): Auf die thermische Stabilität von IrMn-basierten *spin valves* wird z. B. in [27] eingegangen.



**Abb. 31** Magnetowiderstandskurven der strukturierten *spin valve*-Ellipse (bzgl. *bias*-Feld-Richtung und Pulsfeld-Richtung entspricht die obere/untere Kurve in der Tat der oberen/unteren Kurve von Abb. 18 bzw. Abb. 21!).

Ferner ist hervorzuheben, dass nach Sättigung der weichen Py-Schicht (Detektionsschicht) in negativer x-Richtung der Widerstand der GMR-Ellipse nahezu konstant bleibt, wenn das Magnetfeld auf 0 „heruntergefahren“ wird. Das bedeutet, dass die anfangs antiparallele Konfiguration (großes  $R$ !) bis ins Nullfeld hinunter erhalten bleibt (100 % Remanenz). Übertragen auf die Richtung der Magnetisierung kann schließlich gefolgert werden, dass die homogene Magnetisierung in  $-x$ -Richtung, die bei  $H_x = -100$  Oe sicher vorliegt, auch

## 2.5 Ultraschnelle Pulsübertragung mittels eines an 50 Ohm angepassten Magneto-Kopplers

---

im Nullfeld erhalten bleibt, die induzierte (intrinsische) Anisotropie zusammen mit der Streufeld-Kopplung also in diesem Fall zu einem Energieminimum  $E_{min}$  für genau diese Konfiguration führt (die Formanisotropie mit der leichten Achse in y-Richtung sowie die *orange peel*-Kopplung in +x-Richtung erzeugen zwar auch Energieminima; diese liegen aber offensichtlich energetisch nicht tief genug relativ zu  $E_{min}$ ). Die Verschiebung der Hysterese um etwa 8-10 Oe nach rechts ist wieder auf die Streufeld-Kopplung zurückzuführen (antiparallele Konfiguration bevorzugt). Als Konsequenz dieser Betrachtung wurden bei den HF-Messungen alle *bias*-Felder in -x-Richtung angelegt.

Die untere Magnetowiderstandskurve zeigt das Verhalten des GMR-Elements für Magnetfelder in y-Richtung, also der Richtung des Pulsfeldes: Im Gegensatz zu Abb. 18 bzw. Abb. 21 unten ist hier ein nahezu hysterese freies Ummagnetisieren der weichen Py-Schicht zu beobachten. Die Ursache liegt in den geänderten Richtungen gemäß Abb. 30, v. a. in der Tatsache, dass das Pulsfeld jetzt senkrecht sowohl zum „pinning“ der Referenzschicht als auch zur induzierten Anisotropie angelegt wird. Die Ummagnetisierung kann also durch Drehung der magnetischen Momente aus der x-Richtung erfolgen (kohärente Rotation; die Formanisotropie hat offenbar nur geringen Einfluss). Übertragen auf die ultraschnelle Pulsübertragung kann daher erwartet werden, dass auch ohne *bias*-Feld sehr kleine Anstiegs- und Abfallzeiten erreichbar sind.

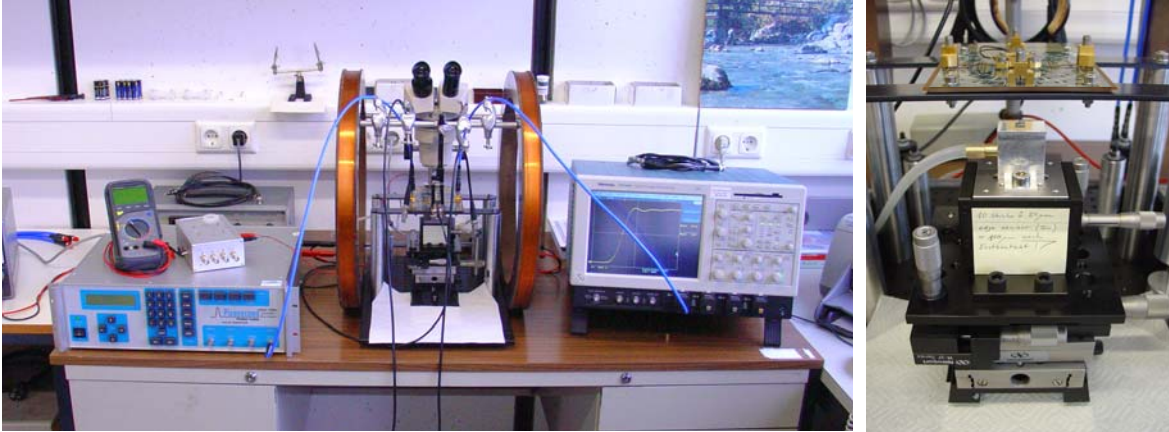
### 2.5.2 Experimenteller Messaufbau

Grundlage des experimentellen Messaufbaus bildet wieder die Schaltskizze in Abb. 23. Pulsgenerator, *bias-tee* und Konstantstromquelle ( $U_{DC} = 0,88$  V) sind identisch mit den in Abschnitt 2.4.2 eingeführten Geräten. Lediglich für die schnelle Detektion der beteiligten Spannungssignale wurde hier auf ein anderes Oszilloskop zurückgegriffen: Das Tektronix TDS 6604 (digitale) Speicheroszilloskop kombiniert die für dieses Experiment ausreichend hohe Bandbreite von 6 GHz (entsprechend einer spezifizierten intrinsischen Anstiegszeit von etwa 70 ps) mit der Fähigkeit der sehr schnellen Datenerfassung (bei gleicher Punkt- und Mittelungsanzahl dauert dieselbe Messung selbst mit dem in Abschnitt 3.3.4 verwendeten *High-End Sampling* Oszilloskop TDS 8000B von Tektronix etwa 7 Mal so lang; bei dem in Abschnitt 2.4 verwendeten älteren Modell von *Hewlett Packard* kommt ein weiterer Zeitfaktor 20 hinzu!). Der (generelle) Nachteil des Speicheroszilloskops ist der begrenzte Dynamikumfang von nur 8 Bit (im Gegensatz zu 12-14 Bit bei den verwendeten *Sampling* Oszilloskopen), was ein erhöhtes Mitteln der Signale nötig macht (im

## 2.5 Ultraschnelle Pulsübertragung mittels eines an 50 Ohm angepassten Magneto-Kopplers

vorliegenden Fall wurde 5000-fach gemittelt).

Die folgenden Fotografien zeigen den realen Messaufbau im Labor:



**Abb. 32** Fotografie des kompletten Messaufbaus (linkes Bild) mit dem PSPL-Pulsgenerator (links, blaue Front), dem Gaußmeter (dahinter, verdeckt), dem Helmholtz-Spulenpaar samt Stereo-Mikroskop, *Pyramid Probe Card* und Verschiebe-Einheit (Mitte) und dem Oszilloskop (rechts). Detailaufnahme (rechtes Bild) der 6-achsigen Verschiebe-Einheit (x-/y-/z-Richtung, Rotation in der Ebene und Verkippl-Möglichkeit um 2 Achsen), dem Probestisch (silbern, oben montiert) und der *Pyramid Probe Card* darüber.

Um das Übersprechen aus dem gemessenen Signalverlauf zu entfernen, wurde wieder die in Abschnitt 2.4.2 diskutierte „Umpol-Methode“ angewandt. Das Übersprechen konnte durch die gekreuzte Struktur von *sense line* und *word line* tatsächlich wesentlich reduziert werden und beträgt im vorliegenden Fall lediglich maximal 14 mV, ist also etwa 34 Mal kleiner als der in Abb. 25 links gefundene Wert (in Wirklichkeit liegt sogar ein Faktor 70 vor, da der Strompuls im vorliegenden Fall etwa doppelt so hohe Amplitude aufweist, s. Abb. 33 und Abb. 34).

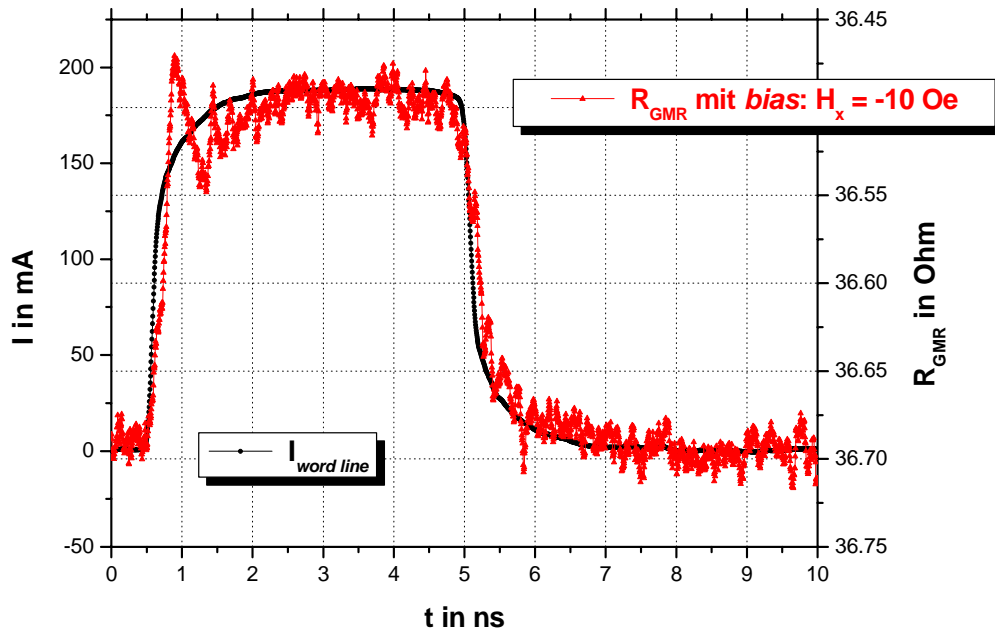
Ein ultraschneller Puls vom PSPL-Pulsgenerator ( $t_{an} = 60$  ps) weist nach Durchlaufen der *word line* (die ja zum Teil aus Bonddrähten besteht, s. Abb. 29) eine wesentlich erhöhte Anstiegszeit von  $t_{an} = 670$  ps und Abfallzeit von  $t_{ab} = 710$  ps auf (schwarze Kurve in Abb. 33 und Abb. 34;  $t_{an}$ ,  $t_{ab}$  gemessen am Oszilloskopeingang). Dies ist jedoch nicht zwangsläufig auf die Nichtanpassung aufgrund der Bonddrähte oder durch den u. U. ungünstigen Isolator zurückzuführen, da eine völlig identische *word line* auf GaAs(001) unter gleichen Bedingungen eine Anstiegszeit von  $t_{an} = 140$  ps aufweist (s. Abschnitt

## 2.5 Ultraschnelle Pulsübertragung mittels eines an 50 Ohm angepassten Magneto-Kopplers

3.2.2). Ob das andere Substrat für diesen großen Unterschied verantwortlich ist oder aber einer derartige Konfiguration extrem schlecht reproduzierbare Werte liefert, konnte nicht geklärt werden. Für das vorliegende Experiment ist jedoch entscheidend, dass die Anstiegszeit bzgl. einer 0%-70%-Auswertung bei nur 200 ps liegt, ein für die Anregung der weichen Py-Schicht ausreichender Wert.

### 2.5.3 Nachweis der ultimativen Bandbreite von 1,2 GHz und Diskussion

Die ultraschnelle Pulsübertragung mittels des selbst konzipierten Magneto-Kopplers wurde mittels eines ultraschnellen Pulses mit 188 mA Amplitude, einer Anstiegszeit  $t_{an} = 60$  ps, einer Abfallzeit  $t_{ab} = 140$  ps und einer Breite von  $t_{Puls} = 4,5$  ns realisiert. Die ohne *bias*-Feld erreichte Widerstandsänderung von etwa  $0,12 \Omega$  (Abb. 34) lässt mittels der Magnetowiderstandskurve in Abb. 31 unten das durch den (mittleren) Bonddraht erzeugte maximale Magnetfeld  $H_y$  auf etwa 16 Oe abschätzen (nur Abschätzung, da das Feld des Bonddrahts inhomogen ist). Die folgenden beiden Abbildungen zeigen die entsprechende Antwort des Widerstands  $R_{GMR}$  der *spin valve*-Ellipse mit und ohne *bias*-Feld:

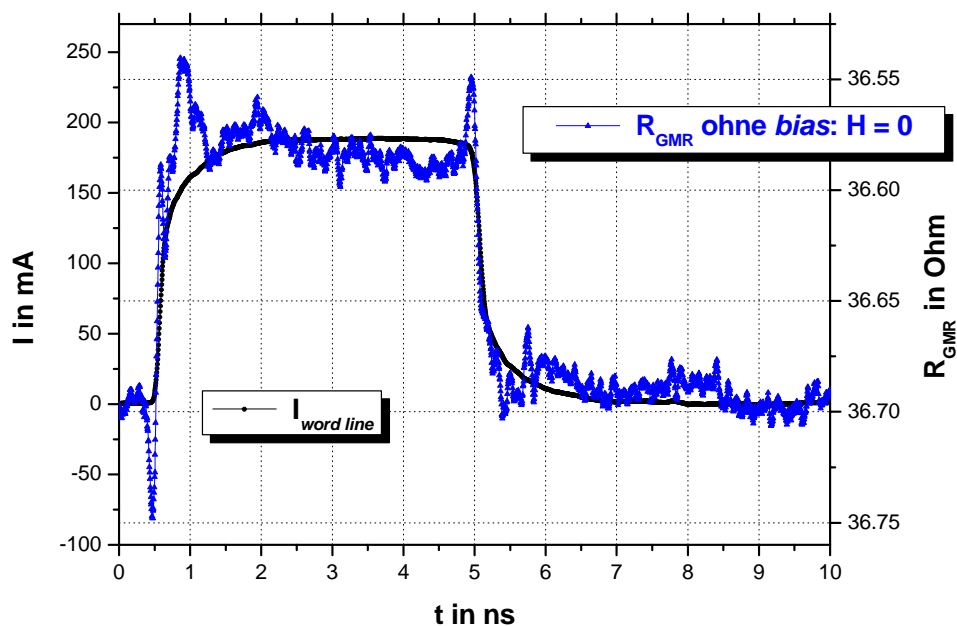


**Abb. 33** Ultraschnelle Übertragung eines 4,5 ns-Pulses durch die GMR-Ellipse unter dem Einfluss eines externen *bias*-Feldes in x-Richtung.

Bei Anlegen eines *bias*-Feldes von  $H_x = -10$  Oe reproduziert die Widerstandsänderung wie schon im letzten Abschnitt (Abb. 27) die Pulsform relativ gut. Die Widerstandsänderung

## 2.5 Ultraschnelle Pulsübertragung mittels eines an 50 Ohm angepassten Magneto-Kopplers

beträgt  $0,20 \, \Omega$  (0,55 %); das entspricht einem guten Fünftel des maximal erreichbaren GMR-Effekts. Derartige Widerstandsänderungen rufen am Oszilloskop-Eingang Spannungsänderungen von lediglich 0,60 mV hervor, was das beträchtliche Rauschen der  $R_{GMR}$ -Kurve erklärt (nur 8 Bit Dynamikumfang!). Die Anstiegszeit des GMR-Signals beträgt nur  $t_{an} = 290 \, \text{ps}$  (bezogen auf den „Sättigungswert“  $R_{GMR} = 36,50 \, \Omega$  für große  $t$ ). Gemäß Abschätzung {5} entspricht dies einer Bandbreite des Magneto-Kopplers von 1,2 GHz.



**Abb. 34** Ultraschnelle Übertragung eines 4,5 ns-Pulses durch die GMR-Ellipse ohne externes *bias*-Feld: Im Gegensatz zu den Magneto-Koppler-Prototypen (Abschnitte 2.3 und 2.4) zeigt das Ausgangssignal in diesem Fall durchaus sehr steile Flanken. (Die gegenläufigen Spitzen vor der ansteigenden bzw. abfallenden Flanke sind wieder auf den Trigger-Jitter zurückzuführen, s. Abb. 25).

Der vorliegende Magneto-Koppler zeigt nun auch ohne externes *bias*-Feld eine relativ gute Reproduktion der Pulsform (Abb. 34). Die Widerstandsänderung beträgt hier nur  $0,12 \, \Omega$  (0,33 %), kann aber trotzdem noch mit ausreichender Genauigkeit detektiert werden. Die ansteigende Flanke des GMR-Signals hat in diesem Fall eine sogar noch kleinere Anstiegszeit als in Abb. 33 von etwa  $t_{an} = 260 \, \text{ps}$ . Es soll also festgehalten werden, dass mit dem hier untersuchten Koppler eine Bandbreite von mindestens 1,2 GHz auch ohne externe *bias*-Felder erreicht werden kann. Ein derartiger Magneto-Koppler erhält die

## 2.5 Ultraschnelle Pulsübertragung mittels eines an 50 Ohm angepassten Magneto-Kopplers

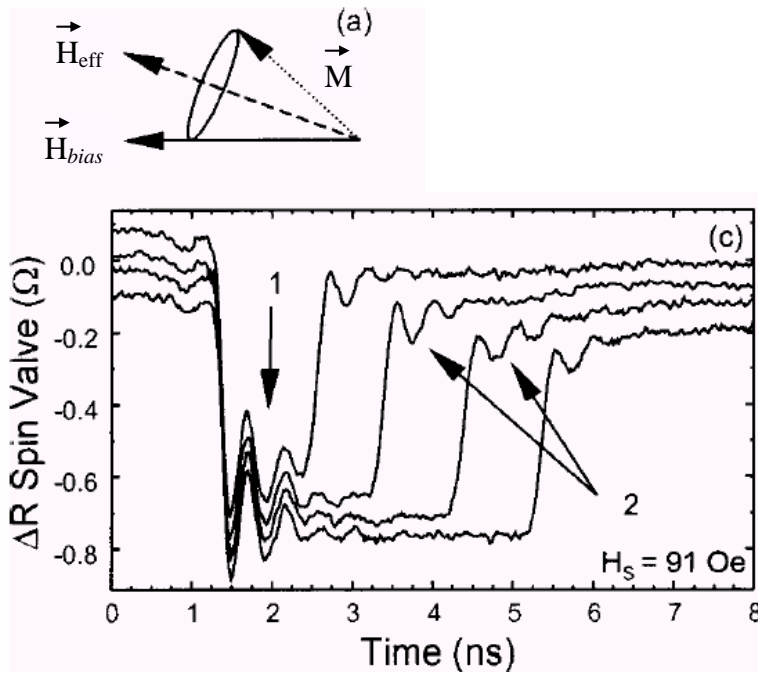
---

Bezeichnung „ultraschnell“.

Die Erklärung des in Abb. 33 und vor allem Abb. 34 gesehenen Verhaltens gelingt mittels Identifikation mit den Magnetowiderstandskurven der GMR-Ellipse. Insbesondere erklärt die nahezu hysteresefreie Magnetowiderstandskurve für Felder in y-Richtung (Abb. 31 unten) - wie bereits dort diskutiert - die schnellen Flanken des GMR-Signals im Nullfeld. Ansonsten gelten die Ausführungen zu Ende des Abschnitts 2.3.3 hier wieder völlig analog.

In beiden obigen Abbildungen weist das Signal der Widerstandsänderung zu Pulsbeginn einen deutlichen „Überschwinger“ auf. Dies kann in folgendem vereinfachten Modell qualitativ verstanden werden: Hierzu wird angenommen, dass alle magnetischen Momente in der weichen Py-Schicht (Detektionsschicht) stets parallel zueinander stehen, die Magnetisierung  $\vec{M}$  also über die gesamte Schicht homogen ist (sog. Makrospin-Näherung). Wie oben diskutiert (Abb. 31 oben) weist der Makrospin nach Sättigung der GMR-Ellipse in  $-x$ -Richtung also für jedes negative *bias*-Feld (einschließlich 0) ebenfalls in  $-x$ -Richtung (s. Geometrie von Abb. 30). Bei Anlegen des Pulsfeldes  $\vec{H}_{Puls}$  in y-Richtung bildet sich zusammen mit  $\vec{H}_{bias}$  unter dem Einfluss der Anisotropien und Kopplungs-Effekte das sog. effektive Magnetfeld  $\vec{H}_{eff}$  aus, wie in Abb. 35 (a) gezeigt. Der Makrospin  $\vec{M}$  wird in der Folge um dieses effektive Magnetfeld eine gedämpfte Präzession vollführen (Genaueres zum effektiven Magnetfeld und zur Magnetisierungsdynamik im Theorieteil, Abschnitt 3.1).

Der erste Präzessionsumlauf hat nun (aufgrund der Dämpfung) die größte Amplitude und führt folglich zur maximalen Widerstandsänderung (oben als „Überschwinger“ bezeichnet) in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Schumacher et al. (Abb. 35 (c): links vom Pfeil „1“). Dass in Abb. 33 und Abb. 34 die weitere Präzession der Magnetisierung (das Nachklingeln; in Abb. 35 (c): beim Pfeil „1“ und danach) nicht detektiert werden konnte, liegt zum Einen an dem relativ schlechten Signal-Rausch-Verhältnis dieser Messung, zum Anderen an dem sehr flachen Anstieg des anregenden Pulses im Bereich 70%-100%, was eine weitere Änderung von  $\vec{H}_{eff}$  zur Folge hat (ein langsames „Nachziehen“) und damit die Unterdrückung einer eindeutig definierten Präzession (das GMR-Signal ist „verschmiert“). Aus dem gleichen Grund konnte auch das Nachklingeln nach Pulsabschaltung (Pfeil „2“) kaum aufgelöst werden.



**Abb. 35** Präzession der Magnetisierung  $\vec{M}$  der weichen Py-Schicht um das effektive Magnetfeld  $\vec{H}_{eff}$  nach Pulsanregung (a) und Antwort eines GMR-Elements ähnlich dem vorliegenden (c), wobei die  $R$ -Skala im Vergleich zu obigen Abbildungen invertiert ist ( $H_S = H_{bias}$ ). Die untere Kurve mit  $t_{Puls} = 4,02$  ns entspricht dem vorliegenden Experiment (Abb. 33 und Abb. 34). (Abbildung aus [24] (dort FIG. 2), unter (a) leicht modifiziert.)

Um also Aussagen über die Magnetisierungsdynamik der weichen ferromagnetischen Schicht innerhalb eines *spin valve* mittels des hier diskutierten Aufbaus (d. h. mittels der Detektion der Widerstandsänderung über den GMR-Effekt) treffen zu können, muss der anregende Puls wesentlich steilere Flanken aufweisen, muss also die *word line* als durchgehender koplanarer Wellenleiter über die *sense line* strukturiert werden. Derartige Wellenleiter mit einer Bandbreite über 20 GHz konnten durchaus hergestellt werden (s. Abschnitt 3.2), jedoch nur direkt auf das Substrat. Im vorliegenden Fall muss noch das Problem des Abscheidens einer möglichst planaren Isolierschicht, die gegen weitere Prozessschritte unempfindlich ist, gelöst werden. Für bereits vorliegende Untersuchungen der Magnetisierungsdynamik sowie des schnellen Schaltens zwischen 2 stabilen Zuständen an ähnlichen Strukturen sei auf die Veröffentlichungen von Schumacher et. al. verwiesen ([24] und [28] – [30]).

Vom technologischen Standpunkt aus betrachtet, also die Funktionsweise eines Magneto-



## 2.5 Ultraschnelle Pulsübertragung mittels eines an 50 Ohm angepassten Magneto-Kopplers

---

Kopplers betreffend, stellt das fehlende Nachklingeln in der Tat eher einen Vorteil dar: Entscheidend ist ja die eindeutige Niveau-Änderung des GMR-Signals, der der Übergang von einer logischen „0“ zu einer logischen „1“ oder umgekehrt zugeordnet werden muss. Dies wird durch ein derart „geglättetes“ Ausgangssignal erleichtert. Auch für die analoge Signal-Übertragung stört das Nachklingeln, da es ja im Originalsignal nicht vorhanden ist, also eine Verfälschung darstellt.

Schließlich muss noch betont werden, dass die Bandbreite der ultraschnellen Signalübertragung im Nullfeld (und so soll ja ein einsatzfertiges Bauelement operieren können!) nicht mehr wesentlich den in Abb. 34 gefundenen Wert von 1,2 GHz übersteigen kann: Die übliche Verwendung von Py als weiche Detektionsschicht innerhalb des *spin valve* limitiert nämlich die Anstiegszeit bei Pulsanregung durch die relativ niedrige Präzessionsfrequenz. Wie die Untersuchungen in den Abschnitten 3.3 und 3.4 ergeben, liegt die Präzessionsfrequenz bei niedrigen *bias*-Feldern (bzw. extrapoliert im Nullfeld) zwischen 1,0 GHz und 2,0 GHz. Diesen Frequenzen entsprechen Umlaufzeiten  $T_{Pr\ddot{a}z.}$  zwischen 500 ps und 1000 ps. Für die Anstiegszeit (und damit die Bandbreite) des Magneto-Kopplers ist gemäß Abb. 35 die halbe Umlaufzeit maßgebend, die also in der Größenordnung 250 ps bis 500 ps liegt, ein Intervall, an dessen unterer (!) Grenze die gefundene Anstiegszeit von etwa  $t_{an} = 260$  ps liegt.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass der in diesem Abschnitt vorgestellte Magneto-Koppler ein für die ultraschnelle Signalübertragung auch ohne externes *bias*-Feld geeignetes Bauelement darstellt. Es kann eine Bandbreite von über 1 GHz erreicht werden, was für die galvanisch getrennte Signalübertragung innerhalb heutiger Netzwerke sicher ausreicht. Es konnte somit der Nachweis erbracht werden, dass die Technologie des Magneto-Kopplers eine vielversprechende Alternative zu bestehenden Koppler-Technologien darstellt, die zudem monolithisch integrierbar ist und relativ kostengünstig realisiert werden kann.

Nachdem im nun schließenden Kapitel 2 die eher technologischen Aspekte dieser Arbeit behandelt wurden, widmet sich das folgende Kapitel 3 der wissenschaftlichen Zielsetzung dieser Arbeit, also der Bestimmung der prinzipiellen physikalischen Grenzen ultraschneller magnetischer Schaltvorgänge unabhängig von den bisher untersuchten begrenzenden Einflussfaktoren aufgrund eines nicht optimierten Designs von Bauelementen.



## 3 Magnetisierungsdynamik ferromagnetischer Nano-Schichten

Im vorherigen Abschnitt wurde die Schlüsselrolle des Präzessionsverhaltens der Magnetisierung in ultradünnen ferromagnetischen Schichten (dort die weiche Py-Detektionsschicht) für die Funktionstüchtigkeit sehr schneller Bauelemente deutlich. Dies betrifft nicht nur den in Kapitel 2 untersuchten Magneto-Koppler, sondern darüber hinaus weitere für die Informationstechnologie wesentliche Anwendungen: So spielen ultraschnelle Magnetisierungsprozesse beispielsweise in den heutzutage verwendeten Festplattenleseköpfen auf GMR-Basis eine entscheidende Rolle beim Erreichen immer höherer Leseraten. Auch ein neuartiger nichtflüchtiger Datenspeicher, der sog. MRAM (*magnetoresistive random access memory*), kann nur bei entsprechend kurzen Schreib- und Lesezeiten den bestehenden Halbleiter-Speichertechnologien Konkurrenz machen. Das dynamische Verhalten magnetischer Materialien weckte daher innerhalb der letzten Jahre ein sehr großes Forschungsinteresse. Für dieses Teilgebiet des Magnetismus wurde bald der Terminus Magnetisierungsdynamik (oder auch Spindynamik) geprägt.

In diesem Kapitel sollen daher fundamentale dynamische Materialeigenschaften von in üblichen *spin valves* verwendeten ultradünnen Py-Schichten untersucht werden. Zum Nachweis der universellen Anwendbarkeit der verwendeten Methoden und zum Vergleich mit dem polykristallinen Py wird zudem eine Messung an epitaktischem Fe/GaAs(001) vorgestellt (Abschnitt 2.5). Im Gegensatz zu den ähnlichen Experimenten in [15] an ausgedehnten Nano-Schichten wurden hier ausschließlich mikrostrukturierte Streifen untersucht, wie sie in realen Anwendungen vorkommen (vgl. z. B. Abb. 7): Es interessiert hier der Einfluss der Mikrostrukturierung auf das dynamische Verhalten (insbesondere aufgrund der Formanisotropie). Das Design relativ langer Streifen (bis zu 300  $\mu\text{m}$ ) ist durch die Notwendigkeit eines ausreichend großen Messsignals motiviert, kleinere Strukturen wie in Abschnitt 2.5 konnten daher nicht untersucht werden.

### 3.1 Theoretische Grundlagen der Magnetisierungsdynamik

Soweit nicht anders gekennzeichnet wird in dieser Arbeit zur Interpretation der Messergebnisse die in Abschnitt 2.5.3 eingeführte Makrospin-Näherung verwendet, d. h.

es wird angenommen, dass alle Spins bzw. magnetischen Momente in der ferromagnetischen Schicht stets parallel zueinander stehen, die Magnetisierung  $\vec{M}$  also über die gesamte Schicht homogen ist. Die Präzession der magnetischen Momente erfolgt in diesem Modell mit gleicher Phase und Amplitude und wird daher als uniforme Mode bezeichnet (Wellenvektor  $\vec{k} = 0$ ). In diesem Fall kann die in Abschnitt 3.1.2 vorgestellte Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (LLG-Gleichung) auf die gesamte Schicht angewendet werden (eben auf den Makrospin).

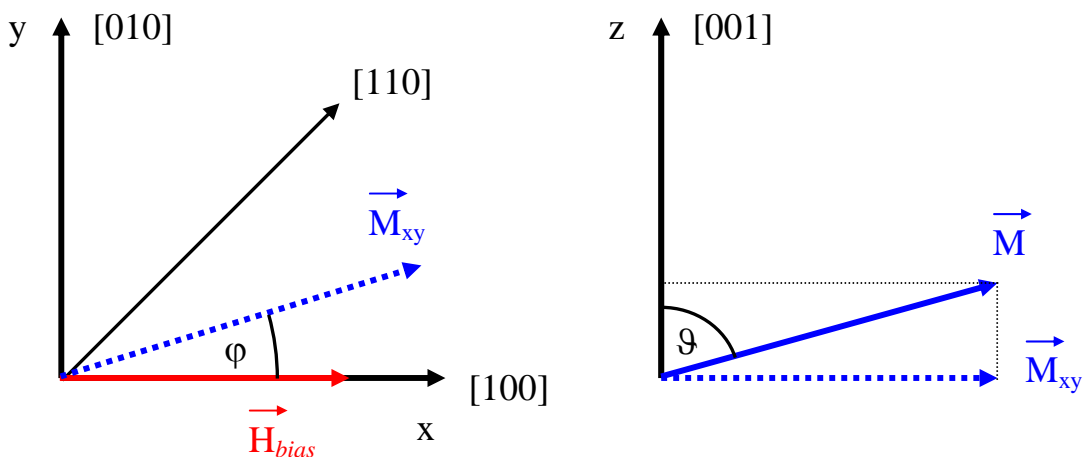
Bei den hier untersuchten mikrostrukturierten Proben erhält man nun zwar Abweichungen vom Makrospin-Verhalten aufgrund großer Streufeldenergien am Rand der Probe: Die Spins sind am Rand quasi „gepinnt“ und zeigen kaum eine Präzession (s. z. B. Fig. 11 in [20] oder die Simulationen in Abschnitt 3.3.4). Da diese Abweichungen aber im Wesentlichen auf einen kleinen Volumenbereich am Rand beschränkt sind, können sie mittels der in dieser Arbeit verwendeten integrativen Methoden (Abschnitte 3.3 – 3.5) bei nicht zu großen Anregungen, d. h. bei kleinen Präzessionswinkeln, im Rahmen der Messgenauigkeit nicht detektiert werden, so dass die Verwendung der Makrospin-Näherung gerechtfertigt ist. Aus dem gleichen Grund können i. A. auch sog. höhere Moden mit größeren Präzessionsfrequenzen (und evtl.  $\vec{k} \neq 0$ , aber nach wie vor  $\vec{k} \approx 0$ ), die einer nicht uniformen Präzession entsprechen (genauer: quantisierte stehende Spinwellen aufgrund der lateralen Einschränkung der Probe), nicht detektiert werden, da die Amplituden dieser höheren Moden wesentlich kleiner als diejenige der uniformen Mode sind (Genaueres dazu im Artikel [32]). Das in Abschnitt 3.3.4 vorgestellte Experiment allerdings konnte deutliche Abweichungen vom Makrospin-Verhalten auch im integrierten Signal detektieren, indem bei sehr kleinen *bias*-Feldern durch relativ große Pulsfelder sehr große Präzessionswinkel (über 90°) eingestellt wurden. In diesem Fall kann das gemessene Verhalten nicht mehr analytisch beschrieben werden. Jedoch kann durch numerische Methoden, sog. mikromagnetische Simulationen, das nicht homogene Präzessionsverhalten der magnetischen Momente berechnet und mit dem Experiment verglichen werden. Hierzu wird die Probe in viele kleine sog. finite Elemente aufgeteilt, innerhalb derer wieder die Makrospin-Näherung und also die LLG-Gleichung angewendet wird (jetzt unter Berücksichtigung der Wechselwirkungen mit den anderen Elementen).

Es muss noch betont werden, dass alle quantitativen Aussagen in den Abschnitten 3.3 – 3.5 mit Hilfe der linearisierten LLG-Gleichung (s. u.) gewonnen werden. Diese Linearisierung ist gültig für kleine Präzessionswinkel (sog. Kleinwinkel-Näherung). Bei den in 3.4 und

3.5 diskutierten FMR-Experimenten ist diese Näherung wegen des geringen Ausgangssignals des Netzwerkanalysators und der damit verbundenen relativ kleinen anregenden Magnetfelder sicher gerechtfertigt. Bei der in Abschnitt 3.3 vorgestellten induktiven Methode wurden zunächst relativ kleine Pulsfelder unter 8 Oe verwendet, wodurch auch hier die Kleinwinkel-Näherung noch anwendbar ist (Abschnitt 3.3.3). In Abschnitt 3.3.4 hingegen kamen Pulsfelder bis 25 Oe zum Einsatz, wodurch die Präzessionswinkel nur noch für große *bias*-Felder bzw. im Fall kleiner *bias*-Felder für Zeiten lange nach der anregenden Pulsflanke als ausreichend klein angesehen werden können. Im letztgenannten Fall wird ausgenutzt, dass der Präzessionswinkel aufgrund der Dämpfung im Lauf der Zeit ja sicher immer kleiner wird (vgl. die entsprechende Bemerkung zu Beginn des Kapitels 2 in [20]: „*In view of possible comparisons to experimental data, analytical expressions are provided for the period and decay time of small amplitude oscillations long after the application of a transverse field.*“).

#### 3.1.1 Beiträge zur freien Energiedichte eines dünnen Ferromagneten

Im Folgenden sollen die für die untersuchten dünnen Py- und Fe/GaAs(001)-Schichten relevanten Beiträge zur freien Energiedichte aufgelistet werden. Für eine ausführliche Zusammenstellung sei auf Abschnitt 2.1 in [26] verwiesen, der hier in Teilen zitiert wird. Im Rahmen der verwendeten Makrospin-Näherung entfällt aufgrund der Parallelstellung aller Spins die Austauschenergie ( $E_{ex} = 0$ ). Für die weiteren Betrachtungen gelten die Bezeichnungen der folgenden Abbildung:



**Abb. 36** Koordinatensystem für die Beschreibung der Energiebeiträge (s. Text).

Hierbei bezeichnet  $\vec{M}_{xy}$  die Projektion der Magnetisierung  $\vec{M}$  in die xy-Ebene. Die Angaben der Kristallrichtungen in eckigen Klammern beziehen sich auf die epitaktische Fe/GaAs(001)-Schicht von Abschnitt 3.5. Zur einfacheren Beschreibung der Präzession der Magnetisierung werden Polarkoordinaten verwendet.

Liegt allgemein an einer ferromagnetischen Probe ein externes Magnetfeld  $\vec{H}_{ext}$  an, so kann die resultierende Wechselwirkung durch die Zeeman-Energie  $E_Z$  beschrieben werden ({2.7} in [26]):

$$E_Z = -\mu_0 M_S \int_V \vec{H}_{ext} \cdot \vec{m} dV \quad \{9\}$$

wobei  $\vec{m} = \frac{\vec{M}}{M_S} = (m_x, m_y, m_z)$  die auf 1 normierte Magnetisierung bezeichnet und  $V$  das

Volumen. In den durchgeführten Experimenten gilt  $\vec{H}_{ext} = \vec{H}_{bias} + \vec{H}_{Puls}$ . Das Pulsfeld  $\vec{H}_{Puls}$  zeigt auch in diesem Kapitel wie schon in Abb. 30 in y-Richtung. Dieses ist bei den FMR-Messungen stets sehr klein gegen das *bias*-Feld und wird daher dort vernachlässigt. Bei den gepulsten induktiven Messungen in Abschnitt 3.3.2 gilt während der Detektion der Präzession sogar  $H_{Puls} = 0$  (Messung nach Pulsende). Auch bei der Detektion der Präzession bei eingeschaltetem Puls in Abschnitt 3.3.3 wird die Näherung  $\vec{H}_{ext} \approx \vec{H}_{bias}$  verwendet, sie ist dort aber nur für große *bias*-Felder gerechtfertigt. Da in der Kleinwinkel-Näherung die Richtung der Magnetisierung  $\vec{M}$  nur wenig von der x-Richtung abweicht liefert das Pulsfeld  $\vec{H}_{Puls}$  in y-Richtung ohnehin nur einen vernachlässigbaren Beitrag zur Zeeman-Energie. Diese lässt sich für ein homogenes *bias*-Feld  $\vec{H}_{bias}$  nun in einer vereinfachten Form schreiben (jetzt als Energiedichte):

$$\varepsilon_Z = -\mu_0 M_S H_{bias} \cos \varphi \sin \vartheta \quad \{10\}$$

Ein ferromagnetischer Körper mit der Magnetisierung  $\vec{M}$  erzeugt im Allgemeinen selbst ein magnetisches Feld, das Dipolfeld oder entmagnetisierende Feld  $\vec{H}_d$ . Die hier untersuchten ferromagnetischen Schichten wurden lateral in Rechtecke mit einem Aspektverhältnis von mindestens 1 : 10 strukturiert. Da in der Tat Rechtecke mit stark abgerundeten Ecken resultierten, werden alle Strukturen in diesem Kapitel als sehr flache Ellipsoide genähert. Diese sind gemäß der Makrospin-Näherung homogen magnetisiert. In diesem Fall ist das entmagnetisierende Feld im Inneren des Ellipsoids ebenfalls homogen

und proportional zu  $\vec{M}$ . Konkret gilt für die Dipolfeldenergie  $E_d$  mit den in Abschnitt 2.5.1 eingeführten Entmagnetisierungsfaktoren ( $\{2.17\}$  in [26]):

$$E_d = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_V \vec{H}_d \cdot \vec{M} dV = \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 V (N_x m_x^2 + N_y m_y^2 + N_z m_z^2) \quad \{11\}$$

In der xy-Ebene bildet sich nun wie in Abschnitt 2.5.1 diskutiert eine uniaxiale Formanisotropie mit der leichten Achse entlang der langen Hauptachse, hier stets die x-Richtung, aus. Mit der entsprechenden Anisotropiekonstante  $K_U$  aus Formel  $\{7\}$  und  $\{8\}$  lässt sich die Dipolfeldenergiedichte  $\varepsilon_d^{xy}$  in der xy-Ebene ausdrücken durch (vgl.  $\{2.6\}$  in [26]):

$$\varepsilon_d^{xy} = K_U^{xy} \sin^2 \varphi \quad \{12\}$$

Den dominierenden Anteil der Dipolfeldenergiedichte trägt jedoch das entmagnetisierende Feld in z-Richtung. Bei den verwendeten Schichtdicken von maximal 25 nm gilt die sehr gute Näherung  $N_z = 1$  und daher lässt sich der entsprechende Anteil  $\varepsilon_d^z$  nach  $\{11\}$  analog zu  $\{12\}$  durch den ersten Summanden der folgenden Beziehung ausdrücken:

$$\varepsilon_d^z = \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 \cos^2 \vartheta - K_U^\perp \cos^2 \vartheta = (K_U^z - K_U^\perp) \cos^2 \vartheta \quad \{13\}$$

Der zweite Summand trägt der senkrechten Anisotropie in epitaktischem Fe/GaAs(001) Rechnung (in Py verschwindet dieser Term, da  $K_U^\perp = 0$ ). Diese Anisotropie mit leichter Richtung in z-Richtung begünstigt die Magnetisierung der Schicht senkrecht zur Ebene und reduziert daher die Dipolfeldenergiedichte in z-Richtung (auch wenn dieser Energieterm nicht durch das Dipolfeld bedingt ist wird er dennoch in  $\varepsilon_d^z$  integriert).

Die freie Energie eines Ferromagneten hängt schließlich im Allgemeinen auch von der Richtung der Magnetisierung relativ zu den kristallographischen Richtungen ab (und zwar aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung in Verbindung mit der Symmetrie des Kristalls) (Kristallanisotropie). Die resultierende Anisotropieenergie ist gegeben durch ( $\{2.4\}$  in [26]):

$$E_{an} = \int_V \varepsilon_{an}^{lokal}(\vec{m}) dV \quad \{14\}$$

mit der lokalen Anisotropieenergiedichte  $\varepsilon_{an}^{lokal}$ . Polykristalline Py-Schichten weisen i. A.

eine verschwindende Kristallanisotropie auf, jedoch wurde den hier untersuchten Proben beim Herstellungsprozess durch Anlegen eines externen Magnetfelds eine uniaxiale Anisotropie mit der 1. R. in x-Richtung eingeprägt (sog. induzierte Anisotropie). Entsprechend lautet die Anisotropieenergiedichte für die Py-Schichten analog {12}:

$$\mathcal{E}_{an}^{Py} = K_U^{Py} \sin^2 \varphi \quad \{15\}$$

mit der Anisotropiekonstante  $K_U^{Py}$  für Py. Das in Abschnitt 3.5 untersuchte epitaktische Fe/GaAs(001) zeigt nun in der (001)-Ebene sowohl eine uniaxiale als auch eine vierzählige Anisotropie ([33]). Der uniaxiale Beitrag, der allein durch die Grenzfläche induziert wird, hat die 1. R. allerdings in der [110]-Richtung, so dass sich die entsprechende Anisotropieenergiedichte  $\mathcal{E}_{an1}^{Fe}$  zu

$$\mathcal{E}_{an1}^{Fe} = K_U^{Fe} \sin^2(45^\circ - \varphi) \quad \{16\}$$

ergibt. Der für die untersuchte Schichtdicke von 25 nm dominierende Beitrag der vierzähligen Kristallanisotropie mit der 1. R. in der [100]-Richtung kann durch einen Ansatz der freien Energiedichte  $\mathcal{E}_K$ , der der Symmetrie des Kristalls Rechnung trägt, beschrieben werden. Für den kubischen Kristall ergibt sich folgende übliche Entwicklung, die nur Terme gerader Ordnung enthält (Formel {15.54} in [34]):

$$\mathcal{E}_K = K_0(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2) + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots \quad \{17\}$$

mit den Anisotropiekonstanten  $K_i$  ( $i = 0, 1, 2$ ) und den Richtungskosini  $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = (\cos \varphi \sin \vartheta, \sin \varphi \sin \vartheta, \cos \vartheta)$ . Nach einfachen trigonometrischen Umformungen ({5} – {9} in [35]) und unter Vernachlässigung des konstanten Terms  $K_0$  sowie der Näherung  $K_2 \approx 0$  (da hier  $K_2 \ll K_1$ ) ergibt sich schließlich die Anisotropieenergiedichte  $\mathcal{E}_{an2}^{Fe}$  der vierzähligen Anisotropie zu:

$$\mathcal{E}_{an2}^{Fe} = \frac{1}{4} K_1 (\sin^2(2\varphi) \sin^4 \vartheta + \sin^2(2\vartheta)) \quad \{18\}$$

Unter Berücksichtigung der diskutierten Beiträge lässt sich nun die gesamte freie Energiedichte  $\mathcal{E}$  angeben:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_Z + \mathcal{E}_d^{xy} + \mathcal{E}_d^z + \begin{cases} \mathcal{E}_{an}^{Py} \\ \mathcal{E}_{an1}^{Fe} + \mathcal{E}_{an2}^{Fe} \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{für} \\ Py \\ Fe \end{matrix} \quad \{19\}$$



#### 3.1.2 Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung und Kittel-Formel

Aus der allgemein gültigen Beziehung  $\frac{d}{dt}\vec{L} = \vec{T}$  zwischen einem Drehimpuls  $\vec{L}$  und einem Drehmoment  $\vec{T}$  kann im Fall der Betrachtung der Magnetisierung eine Bewegungsgleichung für  $\vec{M}(t)$  hergeleitet werden: Das mit dem Spin des Elektrons verbundene magnetische Moment ist stets antiparallel zu dem entsprechenden (Eigen-) Drehimpuls ausgerichtet, so dass in der Makrospin-Näherung gilt:  $\vec{L} = -\frac{1}{\gamma}\vec{M}$ , wobei  $\gamma$  das gyromagnetische Verhältnis bezeichnet. Da ferner  $\vec{T} = \mu_0\vec{M} \times \vec{H}$  gilt, folgt schließlich für die zeitliche Entwicklung der Magnetisierung (genaue Herleitung in Abschnitt 1.2 von [20]):

$$\frac{d}{dt}\vec{M}(t) = -\gamma_0 \left[ \vec{M}(t) \times \vec{H}_{eff} \right] \quad \{20\}$$

wobei  $\gamma_0 = \mu_0\gamma$  definiert wurde. Diese Bewegungsgleichung beschreibt die Präzession der Magnetisierung  $\vec{M}(t)$  um das sog. effektive Magnetfeld  $\vec{H}_{eff}$ , das erstmals 1935 von Landau und Lifshitz aufgrund phänomenologischer Betrachtungen eingeführt wurde, um die Präzession der Magnetisierung unter dem Einfluss verschiedenster externer und interner Felder korrekt zu beschreiben ([36]). Dieses effektive Magnetfeld ergibt sich durch Variation der gesamten freien Energiedichte  $\varepsilon$  aus Formel {19} nach  $\vec{m}$ , wobei dem Energieminimum der Gleichgewichtszustand entspricht (s. u.). Der Fall der (ungedämpften) Präzession ist in Abb. 37 links veranschaulicht.

Experimentell bestimmte Hysteresekurven zeigen nun aber an, dass ferromagnetische Körper für genügend große angelegte Magnetfelder gesättigt sind, d. h. homogen in Feldrichtung magnetisiert sind. Mittels der Präzession allein kann dieses Limit nicht erreicht werden, im Gegensatz zu den experimentellen Befunden. Daher muss zu der Bewegungsgleichung für  $\vec{M}(t)$  ein Dämpfungsterm hinzugefügt werden, so dass die Magnetisierung nach endlicher Zeit in Richtung des angelegten Feldes zeigt.

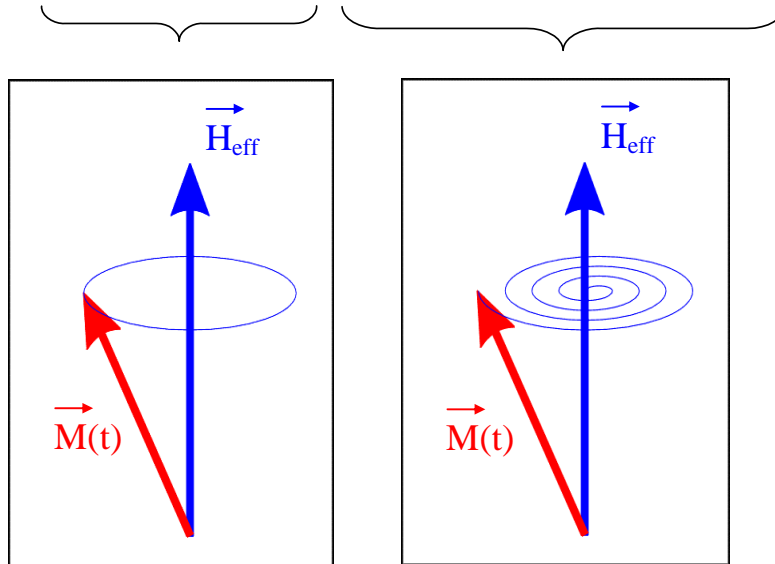
Ein phänomenologischer Ansatz für einen dissipativen Term nach dem mechanischen Vorbild der Reibung einer Kugel bei der Bewegung in einer viskosen Flüssigkeit (Reibungskraft proportional zur Geschwindigkeit) wurde 1955 von Gilbert der Formel

{20} hinzugefügt (Gilbert-Gleichung):

$$\frac{d}{dt} \vec{M}(t) = -\gamma_0 [\vec{M}(t) \times \vec{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M_s} [\vec{M}(t) \times \frac{d}{dt} \vec{M}(t)] \quad \{21\}$$

wobei  $\alpha$  der phänomenologische Dämpfungsparameter ist. Wie in Abb. 37 rechts dargestellt, erzeugt der Dämpfungsterm das gewünschte Drehmoment hin zur Präzessionsachse. Eine äquivalente Formulierung dieser Bewegungsgleichung wurde von Landau und Lifshitz angegeben. Diese meist verwendete Gleichung wird generell als Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (LLG-Gleichung) bezeichnet ({24} in [20]):

$$\frac{d}{dt} \vec{M}(t) = \underbrace{-\frac{\gamma_0}{1+\alpha^2} [\vec{M}(t) \times \vec{H}_{eff}]}_{\text{Präzession}} + \underbrace{-\frac{\alpha\gamma_0}{(1+\alpha^2)M_s} [\vec{M}(t) \times (\vec{M}(t) \times \vec{H}_{eff})]}_{\text{Dämpfung}} \quad \{22\}$$



**Abb. 37** Ungedämpfte (links) und gedämpfte (rechts) Präzession der Magnetisierung  $\vec{M}(t)$  um das effektive Magnetfeld  $\vec{H}_{eff}$  ([50]).

Der Dämpfungsparameter  $\alpha$  liegt bei den hier untersuchten Ferromagneten in der Größenordnung  $\alpha = 0,01$ . Diese verhältnismäßig geringe Dämpfung ist die Ursache für das viele ns anhaltende Nachklingeln, ein für technische Anwendungen z. B. beim Umschalten magnetischer Speicherelemente (MRAM) eher ungünstiger Effekt (s. aber Abschnitt 3.3.3 für eine Methode zur Unterdrückung des Nachklingelns). Für die folgende Herleitung günstig ist hingegen, dass ein derart kleines  $\alpha$  kaum Einfluss auf die Präzessionsfrequenz  $f_{Prüz.}$  hat (vgl. Formel {36} in [20] oder Formel {10.4} in Kapitel II in [37]) und  $f_{Prüz.}$  daher aus Formel {20} hergeleitet werden kann (und damit letztlich der Lamor-

Präzessionsfrequenz mit  $H_{eff}$  statt  $H_{ext}$  entspricht).

Dies ist in [37] (Kapitel II, Abschnitt 3) ausgeführt: Im Wesentlichen wird zunächst Gleichung {20} in Polarkoordinaten überführt und die Gleichgewichtslage  $(\varphi_0, \vartheta_0)$  durch

Minimierung der freien Energiedichte  $\varepsilon$  bestimmt ( $H_{eff,\varphi} = -\frac{1}{\mu_0 M_s \sin \vartheta} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \varphi} = 0$  und  $H_{eff,\vartheta} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \vartheta} = 0$ ). Für kleine Abweichungen von dieser Gleichgewichtslage

können sodann die dann nicht mehr verschwindenden Komponenten  $H_{eff,\varphi}$  und  $H_{eff,\vartheta}$  um 0 entwickelt werden, wobei nur die linearen Terme (2. Ableitungen von  $\varepsilon$  bzgl.  $\varphi$  und  $\vartheta$ ) berücksichtigt werden (Kleinwinkel-Näherung). In die Polarform von Gleichung {20} eingesetzt ergibt sich schließlich ein System linearer (homogener) Gleichungen, das periodische Lösungen (s. Abschnitt 3.1.3) mit der charakteristischen Resonanzfrequenz bzw. Präzessionsfrequenz  $f_{Pr\ddot{a}z.} = f_P$  hat:

$$2\pi f_P = \gamma_0 H_{eff} = \gamma_0 \frac{1}{\mu_0 M_s \sin \vartheta_0} \sqrt{\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \varphi^2} \cdot \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \vartheta^2} - \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \varphi \partial \vartheta}\right)^2} \Big|_{\varphi=\varphi_0, \vartheta=\vartheta_0} \quad \{23\}$$

Im vorliegenden Fall der Geometrie von Abb. 36 ist die Gleichgewichtslage derart, dass  $\vec{M}(t)$  in x-Richtung zeigt, also  $\varphi_0 = 0^\circ$  und  $\vartheta_0 = 90^\circ$  gilt. Mittels dieser Bedingungen ergibt sich aus Formel {23} unter Verwendung der freien Energiedichte  $\varepsilon$  aus {19} ein relativ einfacher Ausdruck für  $f_P$ . Für die verwendeten relativ kleinen *bias*-Felder kann schließlich für Py mittels der Näherung  $H_{bias} \ll M_s$  und unter Einbeziehung des Zusammenhangs  $H_k = \frac{2 K_U}{\mu_0 M_s}$  ein linearer Zusammenhang zwischen dem Quadrat der

Präzessionsfrequenz und dem *bias*-Feld angegeben werden (sog. Kittel-Formel):

$$f_P^2 = \left(\frac{\gamma_0}{2\pi}\right)^2 M_s H_{bias} + \left(\frac{\gamma_0}{2\pi}\right)^2 M_s (H_k^{Py} + H_k^{xy}) \quad \text{für Py} \quad \{24\}$$

wobei  $H_k^{xy}$  das  $K_U^{xy}$  zugeordnete Anisotropiefeld bezeichnet. Für Fe/GaAs(001) ergibt sich aufgrund der Kristallanisotropien eine modifizierte Version von {24}, wobei  $K_U^{Fe}$  in der vorliegenden Geometrie gerade herausfällt (modifizierte Kittel-Formel):

$$f_P^2 = \left(\frac{\gamma_0}{2\pi}\right)^2 M_s \left( H_{bias} + \frac{2K_1}{\mu_0 M_s} + H_k^{xy} \right) \left( 1 + \frac{H_{bias}}{M_s} + 2 \frac{K_1 - K_U^\perp}{\mu_0 M_s^2} \right) \quad \text{für Fe} \quad \{25\}$$

Alle bisherigen Betrachtungen gelten in der Geometrie von Abb. 36, also dem Fall der Gleichgewichtslage von  $\vec{M}(t)$  in x-Richtung. Wird nun ein *bias*-Feld  $\vec{H}_{bias}$  unter  $45^\circ$ , also in [110]-Richtung angelegt, das groß genug ist, damit die Gleichgewichtslage der Magnetisierung näherungsweise diese Richtung ist, so können auch in diesem Fall analog dem obigen Formalismus analytische Formeln für  $f_P$  hergeleitet werden. Dazu wird jetzt der Winkel  $\varphi$  von der [110]-Richtung her gemessen, in den Formeln {12}, {15}, {18} durch das Argument  $45^\circ + \varphi$  ersetzt und in {16} als einziges Argument eingesetzt. Dann ergeben sich die zu {24} und {25} analogen Beziehungen:

$$\begin{aligned} f_P^2 &= \left(\frac{\gamma_0}{2\pi}\right)^2 M_S H_{bias} + \left(\frac{\gamma_0}{2\pi}\right)^2 H_{bias}^2 \quad \text{für Py (45}^\circ\text{)} \\ f_P^2 &= \left(\frac{\gamma_0}{2\pi}\right)^2 M_S \left(H_{bias} - \frac{2K_1}{\mu_0 M_S} + H_k^{Fe}\right) \left(1 + \frac{H_{bias}}{M_S} + \frac{K_1 - 2K_U^\perp}{\mu_0 M_S^2}\right) \quad \text{für Fe (45}^\circ\text{)} \end{aligned} \quad \{26\}$$

wobei  $H_k^{Fe}$  das  $K_U^{Fe}$  zugeordnete Anisotropiefeld bezeichnet.

#### 3.1.3 Zusammenhang Messkurve – Dämpfungsparameter $\alpha$

Wird die Magnetisierung eines Ferromagneten durch eine externe Anregung aus der Gleichgewichtslage (parallel zum effektiven Magnetfeld  $\vec{H}_{eff}$ ) ausgelenkt, so vollführt  $\vec{M}(t)$  eine gedämpfte Präzessionsbewegung um  $\vec{H}_{eff}$  mit einer Frequenz  $f_P$  gemäß der Kittel-Formel (s. vorheriger Abschnitt). Aus der LLG-Gleichung {22} kann nun im Fall der gepulsten Anregung der zeitliche Verlauf von  $\vec{M}(t)$  im Raum hergeleitet werden, wobei wieder die Kleinwinkel-Näherung herangezogen wird, um die LLG-Gleichung linearisieren zu können. Die genaue Herleitung ist in Abschnitt 2.2 in [20] ausgeführt und liefert das Ergebnis, dass die Winkeldeviationen  $\delta\varphi(t) = \varphi(t) - \varphi_0$  und  $\delta\vartheta(t) = \vartheta(t) - \vartheta_0$

eine exponentiell gedämpfte Oszillation proportional zu  $e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot \sin(2\pi f_P t + Phase)$

vollführen, wobei  $\frac{1}{\tau}$  die Zerfallsrate bezeichnet (bzw.  $\tau$  die Zerfallszeit). Unter

Berücksichtigung von  $(\varphi_0, \vartheta_0) = (0^\circ, 90^\circ)$  und mittels der Kleinwinkel-Näherungen  $\sin\beta \approx \beta$  und  $\cos\beta \approx 1$  für kleine  $\beta$  erhält man aus der Rücktransformation ins kartesische Koordinatensystem (s. {3.2} in Kapitel II in [37]) für den zeitlichen Verlauf

von  $\vec{M}(t) = (M_x, M_y, M_z)(t)$  die genäherten Ausdrücke:

$$\begin{aligned} M_x(t) &= M_s = \text{konst.} \\ M_{y,z}(t) &= C_{y,z} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot \sin(2\pi f_P t + \text{Phase}_{y,z}) \end{aligned} \quad \{27\}$$

mit  $C_{y,z}$  der entsprechenden Proportionalitätskonstante. Bei den induktiven Experimenten von Abschnitt 3.3 wird ein Spannungssignal detektiert, das aufgrund der Induktion der zeitlichen Ableitung  $\frac{d}{dt}M_{y,z}(t)$  proportional ist. Dieses Signal stellt ebenfalls eine exponentiell gedämpfte sinusförmige Oszillation dar, so dass die Parameter  $\tau$  und  $f_P$  durch entsprechende Kurvenanpassung (einen „Fit“) gewonnen werden können.

Die Zerfallsrate  $\frac{1}{\tau}$  hängt schließlich in folgender Weise mit dem Dämpfungsparameter  $\alpha$  zusammen ({36} in [20]):

$$\alpha = \frac{2}{\tau \gamma_0 M_s} \quad \{28\}$$

Bisweilen beinhaltet die Zerfallsrate  $\frac{1}{\tau}$  nicht nur das exponentielle Abklingen der Präzession aufgrund der intrinsischen Dämpfung (die durch  $\alpha$  beschrieben wird), sondern zusätzliche Beiträge aufgrund weiterer (extrinsischer) Mechanismen (s. dazu Abschnitt 3.3.3). In diesem Fall wird die sog. effektive Dämpfung  $\alpha^* = \alpha + \alpha_{\text{extrinsisch}}$  angegeben.

Den in Abschnitt 3.4 und 3.5 vorgestellten FMR-Messungen liegt eine sinusförmige externe Anregung zugrunde, deren Frequenz in einem weiten Bereich „durchgefahren“ wird (sog. *sweep*). Die durchstimmbare sinusförmige Anregung wird von einem Vektor-Netzwerkanalysator ausgegeben (daher auch die Bezeichnung VNA-FMR für diese Methode). Nach Durchlaufen des Wellenleiters, unter dem die zu untersuchende ferromagnetische Schicht positioniert ist, wird die transmittierte Leistung mit der emittierten verglichen und daraus die Transmission (bzw. Absorption) bestimmt. Im Bereich der Resonanzfrequenz  $f_P$  wird nun Energie von der ferromagnetischen Probe absorbiert, die der Aufrechterhaltung der Präzession dient, also die aufgrund der Dämpfung dissipierende Energie „nachliefert“ (Prinzip der ferromagnetischen Resonanz). Analoge Resonanzphänomene sind sowohl von der Mechanik als auch von der Elektrodynamik her bekannt. Die die erzwungene gedämpfte Schwingung beschreibende

### 3.1 Theoretische Grundlagen der Magnetisierungsdynamik

Differentialgleichung wird dabei stets durch eine Lorentzkurve gelöst, die auch hier das Absorptionsverhalten des Ferromagneten beschreibt (s. z. B. Abschnitt 4.1.2 in [16]):

$$Absorption(f) = C \frac{w}{4(f - f_p)^2 + w^2} \quad \{29\}$$

mit  $C$  der entsprechenden Proportionalitätskonstante und der charakteristischen Linienbreite  $w$  (als Linienbreite sei hier die gesamte (!) Breite auf halber Höhe definiert; dies bedingt den Faktor 4 im Nenner). Formel {29} wurde zum Anpassen der Messkurven verwendet.

Die Linienbreite ist ebenso wie in der Mechanik oder der Elektrodynamik ein Maß für die Dämpfung. Im Fall der ferromagnetischen Resonanz unter dem Einfluss der freien Energiedichte  $\varepsilon$  (Abschnitt 3.1.1) kann analog dem Vorgehen im vorherigen Abschnitt durch Linearisierung der (jetzt vollständigen!) LLG-Gleichung {22} folgender Ausdruck für die Berechnung von  $w$  angegeben werden (s. Kapitel II, Abschnitt 3 in [37]):

$$2\pi w = \alpha \cdot \frac{\gamma_0}{\mu_0 M_s} \left( \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \vartheta^2} - \frac{1}{\sin^2 \vartheta_0} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \varphi^2} \right) \Big|_{\varphi=\varphi_0, \vartheta=\vartheta_0} \quad \{30\}$$

Im vorliegenden Fall der Geometrie von Abb. 36 ist die Gleichgewichtslage wieder derart, dass  $\vec{M}(t)$  in x-Richtung zeigt, also  $\varphi_0 = 0^\circ$  und  $\vartheta_0 = 90^\circ$  gilt. Mittels dieser Bedingungen ergibt sich aus Formel {30} unter Verwendung der freien Energiedichte  $\varepsilon$  aus {19}:

$$\begin{aligned} w &= \alpha \cdot \frac{\gamma_0}{2\pi} (M_s - H_k^{Py} - H_k^{xy}) && \text{für } Py \\ w &= \alpha \cdot \frac{\gamma_0}{2\pi} (M_s - \frac{2K_U^\perp}{\mu_0 M_s} - H_k^{xy}) && \text{für } Fe \end{aligned} \quad \{31\}$$

Im am Ende von Abschnitt 3.1.2 diskutierten Fall, dass die Gleichgewichtslage der Magnetisierung unter  $45^\circ$  zur x-Achse steht erhält man schließlich für die Linienbreite folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned} w &= \alpha \cdot \frac{\gamma_0}{2\pi} M_s && \text{für } Py (45^\circ) \\ w &= \alpha \cdot \frac{\gamma_0}{2\pi} (M_s + \frac{3K_1 - 2K_U^\perp}{\mu_0 M_s} - H_k^{Fe}) && \text{für } Fe (45^\circ) \end{aligned} \quad \{32\}$$

### 3.2 Dimensionierung und Charakterisierung koplanarer Wellenleiter (CPWs)

#### 3.2.1 Dimensionierung und Herstellung koplanarer Wellenleiter

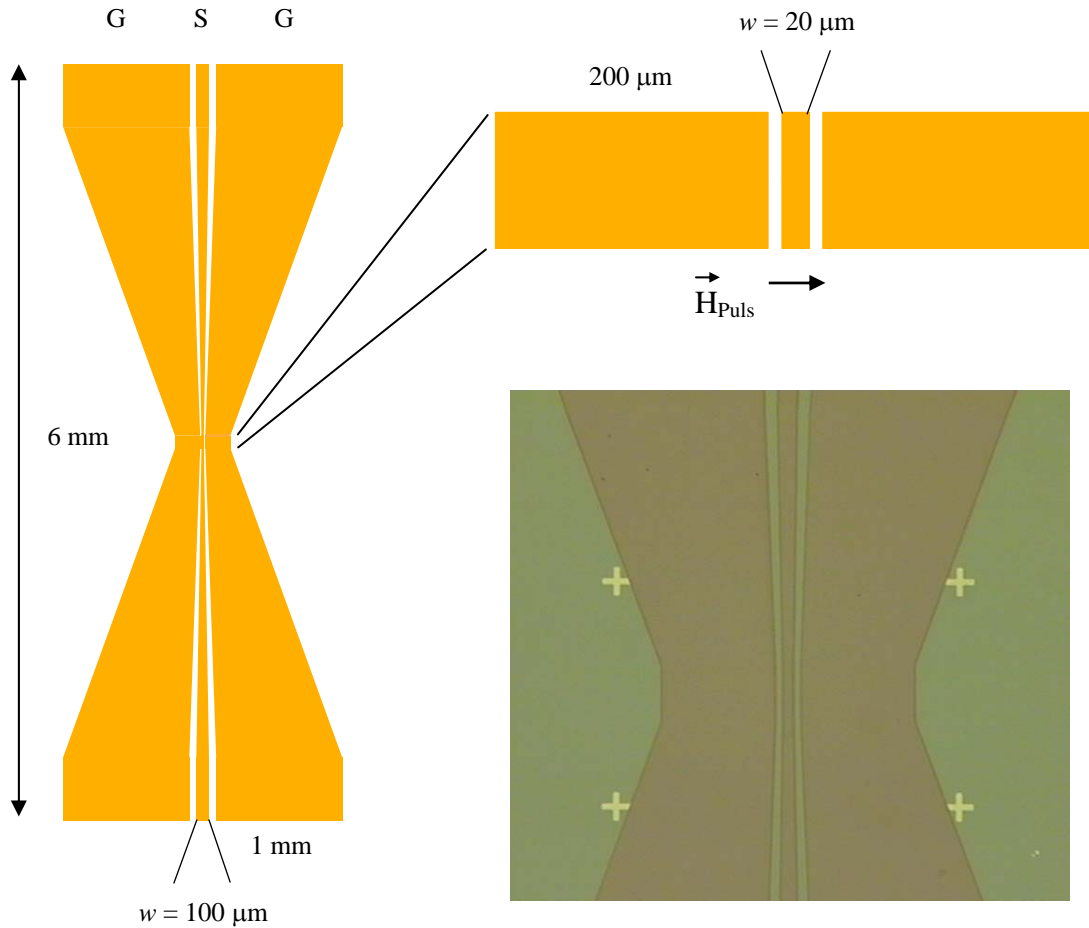
Die Präzessionsfrequenz  $f_P$  nach der Kittel-Formel {24} bzw. {25} liegt bei den in dieser Arbeit untersuchten Ferromagneten bei mindestens 1 GHz für Py bzw. sogar 10 GHz für Fe. Um also die Präzession der Magnetisierung überhaupt detektieren zu können und in der Folge Aussagen über für die Magnetisierungsdynamik relevante Materialparameter (z. B. den Dämpfungsparameter  $\alpha$ ) treffen zu können, ist es notwendig, eine möglichst hohe Bandbreite der die Signale transmittierenden Wellenleiter zu erreichen. Hier wurde eine Bandbreite von 20 GHz angestrebt, da die verwendeten HF-Kabel sowie die Detektiereinheiten (*Sampling* Oszilloskop bzw. Netzwerkanalysator) ebenfalls eine Bandbreite von 20 GHz aufweisen.

Für die Untersuchungen in diesem Kapitel 3 wurde der Typus des koplanaren Wellenleiters (kurz CPW: *coplanar waveguide*) gewählt. Dieser besteht wie in Abb. 38 gezeigt aus drei voneinander getrennten parallelen Leitungen in der Anordnung „G S G“, wovon die beiden äußeren das Massesignal tragen (G: *ground*), die mittlere das eigentliche HF-Signal (S: *signal*). Der CPW birgt zwei wesentliche Vorteile gegenüber der Mikrostreifenleitung (Abb. 2): Zum Einen befinden sich alle drei Leitungen auf derselben Seite des Substrats, wodurch die Herstellung mittels lithographischer Methoden im Reinraum erleichtert wird. Zum anderen hängt die Impedanz eines CPW nicht von der Dicke des Substrats, sondern nur von dessen Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_r$  und dem Verhältnis der Mittelleiterbreite  $w$  zur Breite  $g$  der Lücke zwischen den Leitungen (*gap*-Breite) ab.

Erst diese letztere Tatsache ermöglicht eine Verjüngung des CPW (s. Abb. 38), die folgende Anforderungen miteinander vereinbart: Der Mittelleiter benötigt im Außenbereich eine gewisse Mindestbreite (hier:  $w_{\text{außen}} = 100 \mu\text{m}$ ), um eine zuverlässige Kontaktierung mittels der *Pyramid Probe Card* (Abb. 16) zu gewährleisten. Andererseits soll der Mittelleiter am Ort der Probe, hier immer im Zentrum des CPW, wesentlich schmaler sein, um gemäß  $H = \frac{I}{2w}$  (Formel {4}) ein möglichst hohes Magnetfeld erzeugen zu können. Hier wurde  $w_{\text{innen}} = 20 \mu\text{m}$  gewählt, wodurch mittels des PSPL-

### 3.2 Dimensionierung und Charakterisierung koplanarer Wellenleiter (CPWs)

Pulsgenerators bei einer maximalen Ausgangsspannung von 10 V an  $50 \Omega$  ein maximales Pulsfeld von  $H_{Puls}^{max} = 50 Oe$  erreicht wird (unter Berücksichtigung des Widerstands des Mittelleiters von  $13 \Omega$ ).



**Abb. 38** Dimensionen des verwendeten Wellenleiter-Designs (links, rechts oben) und Fotografie eines fertig strukturierten koplanaren Wellenleiters (rechts unten).

Neben der Mittelleiterbreite  $w$  determinieren v. a. die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_r$  und der Frequenzbereich, in dem die Impedanz des CPW möglichst genau  $Z = 50 \Omega$  betragen soll, die *gap*-Breite  $g$ . Nur geringen Einfluss haben die Dicke  $h$  des Substrats, die Dicke  $t$  und die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  der Metallisierung. Für die CPWs in dieser Arbeit gilt  $h = 600 \mu m$ ,  $t = 350 \text{ nm}$  und  $\sigma = 4,10 \cdot 10^7 \frac{S}{m}$  für die Gold-Metallisierung. Im Frequenzbereich 1-10 GHz resultieren damit für  $\epsilon_r = 11,9$  (Si-Substrat) bzw.  $\epsilon_r = 13,0$  (GaAs-Substrat) (Werte aus [38], Bild VI.2) folgende *gap*-Breiten:  $g_{innen} = 10 \mu m$  und  $g_{außen} = 57 \mu m$  (Si-Substrat) bzw.  $g_{innen} = 12 \mu m$  und  $g_{außen} = 67 \mu m$  (GaAs-Substrat). Die



Berechnung dieser *gap*-Breiten erfolgte mittels des *Transmission Line Calculator TX-Line* (Version 1.1) der Firma *Applied Wave Research, Inc.* Dieses Programm kann unter [39] kostenlos heruntergeladen werden. Ihm liegt die Referenz [40] zugrunde: Die darin angegebenen analytischen Näherungsformeln zeigen eine gute Übereinstimmung mit numerisch erhaltenen Ergebnissen innerhalb eines Fehlers von unter 5 %.

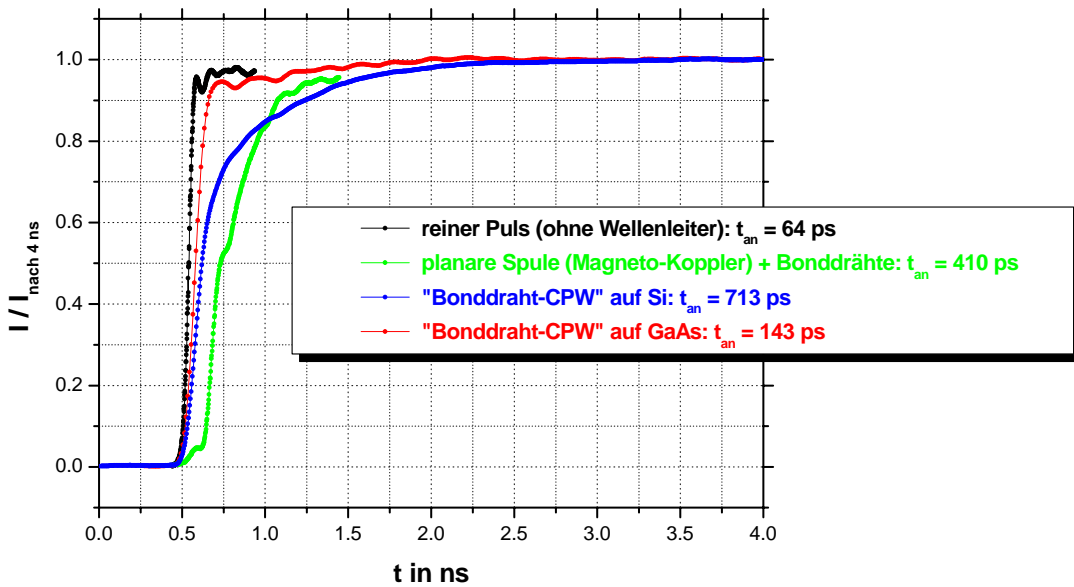
Die koplanaren Wellenleiter wurden mittels Standard-Lithographie-Verfahren im Reinraum (Lehrstuhl Weiss, Universität Regensburg: Details s. [58]) hergestellt. I. A. kam das sog. *lift-off*-Verfahren zum Einsatz, in einigen Fällen wurde die Struktur durch Trocken-Ätzen mit Argon-Ionen definiert (z. B. die Probe von Abschnitt 3.3). Es soll noch erwähnt werden, dass die Gold-Metallisierung stets sowohl oben als auch unten mit einer 15 nm dicken Cr-Schicht bedeckt ist. Diese als Haftvermittler fungierende Schicht (s. Bild VII.5 in [38]) kann das dynamische Verhalten eines angrenzenden Ferromagneten beeinflussen: Im Fall des in Abschnitt 3.5 untersuchten Systems Fe/GaAs(001) wird beispielsweise ein dramatisch erhöhter effektiver Dämpfungsparameter  $\alpha^*$  beobachtet.

#### 3.2.2 Charakterisierung koplanarer Wellenleiter bzgl. Anstiegszeit und Bandbreite

Ein Maß für die Fähigkeit eines Wellenleiters, ultraschnelle Pulse übertragen zu können, ist durch die Anstiegszeit  $t_{an}$  des transmittierten Pulses gegeben. Zur experimentellen Bestimmung dieser Größe wurde der in Abschnitt 2.4.2 eingeführte PSPL-Pulsgenerator mit einer (intrinsischen) Anstiegszeit von  $t_{an} = 64$  ps mit verschiedenen Wellenleitern verbunden und der transmittierte Puls mittels des *Sampling* Oszilloskops von Abschnitt 2.4.2 (schwarze und grüne Kurve in Abb. 39) bzw. des Speicheroszilloskops von Abschnitt 2.5.2 (rote und blaue Kurve) analysiert.

Das Ergebnis für 3 nicht optimal angepasste Wellenleiter zeigt Abb. 39: Die grüne Kurve wurde nach Durchlaufen der Mikro-Spule des in Abschnitt 2.4 behandelten Magneto-Koppler-Prototyps erhalten. Die hier bestimmte Anstiegszeit von  $t_{an} = 410$  ps ist erstaunlicherweise wesentlich geringer als die an der Mikro-Spule des in Abschnitt 2.5 diskutierten Magneto-Kopplers (Abb. 29) erhaltene Anstiegszeit von  $t_{an} = 713$  ps. Mikro-Spulen des Designs von Abb. 29 werden in der Folge als „Bonddraht-CPW“ bezeichnet. Diese können aber durchaus ein sehr gutes Transmissionsverhalten zeigen, wie die rote Kurve beweist: Dieser „Bonddraht-CPW“ unterscheidet sich lediglich durch das andere

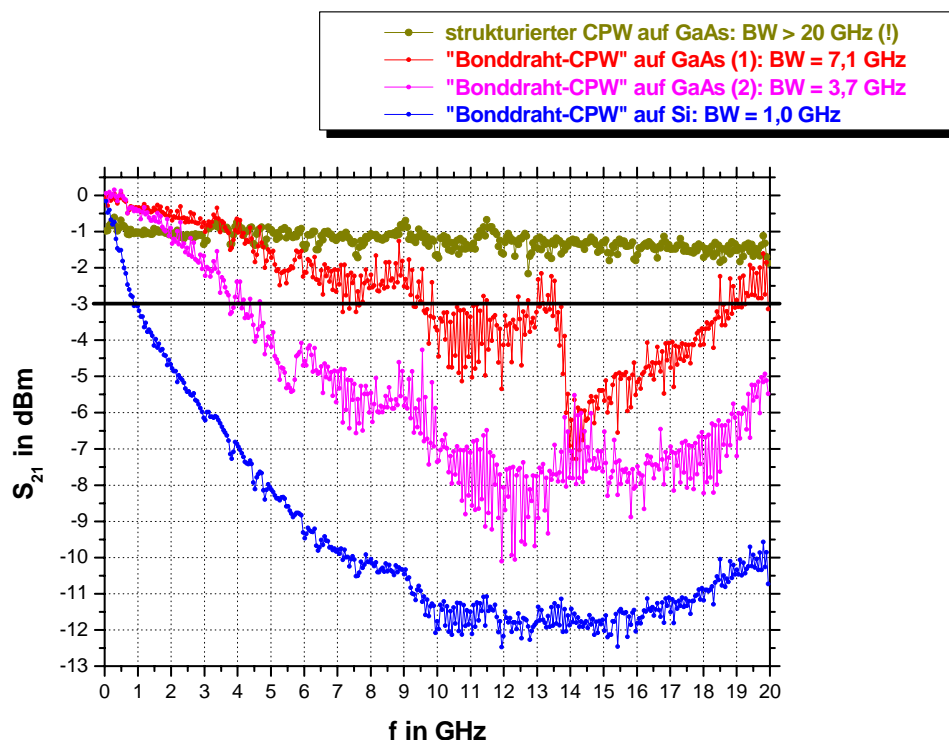
Substrat (jetzt GaAs) von dem zuvor diskutierten, weist aber eine Anstiegszeit von nur  $t_{an} = 143$  ps auf. Dieser Wert ist nur etwa 20 ps schlechter als derjenige für den besten in Abb. 40 gezeigten CPW mit 20 GHz Bandbreite. Aus diesen Messungen ist zu folgern, dass nicht optimal angepasste Wellenleiter (und Bonddrähte führen zwangsläufig zu einer Fehlanpassung) nicht reproduzierbar hergestellt werden können, in Ausnahmefällen aber für die ultraschnelle Pulsübertragung durchaus geeignet sind.



**Abb. 39** Ansteigende Pulsflanke nach Durchlaufen verschiedener Wellenleiter (s. Text). Die Stromstärke-Skala ist zur Vergleichbarkeit normiert.

Im Allgemeinen wird als charakteristische Größe der Übertragungseigenschaften eines Wellenleiters jedoch seine Bandbreite angegeben, also der Frequenzbereich, in dem ein (Sinus-)Signal um höchstens 3 dB abgeschwächt wird bzw. mindestens noch 70,7 % Signalamplitude aufweist. Die Bandbreite kann leicht mittels des in Abschnitt 3.4.1 näher beschriebenen Netzwerkanalysators bestimmt werden: Hierbei wird ein sinusförmiges Signal mit der (Spannungs-)Amplitude  $A_1$  im Frequenzbereich 45 MHz – 20 GHz an den Wellenleiter gelegt und das transmittierte Signal (Amplitude  $A_2$ ) mit dem ursprünglichen verglichen. Die Transmission wird dann als sog. S-Parameter  $S_{21}$  angegeben, hier auf einer logarithmischen Skala in Dezibel (dBm; das „m“ steht für die Bezugsamplitude  $A_1 = 1$  mV) (Abschnitte 2.3 und 4.3 in [8]):

$$S_{21} = 20 \log \frac{A_2}{A_1} [dBm] \quad \{33\}$$



**Abb. 40** Transmission  $S_{21}$  und Bandbreite  $BW$  verschiedener koplanarer Wellenleiter. Die horizontale schwarze Linie bei  $-3$  dBm visualisiert die Grenze der Bandbreite. (Die obere, dunkelgelbe Kurve beginnt nicht bei  $0$  dBm: Dies ist vermutlich auf einen Kalibrierfehler zurückzuführen. Die resultierende Verschiebung der Transmissionskurve ändert hier aber nichts an der Demonstration der Bandbreite von mindestens  $20$  GHz.)

Obige Abbildung zeigt nun diesen Parameter  $S_{21}$  für verschiedene koplanare Wellenleiter: Die untere blaue Kurve zeigt das Transmissionsverhalten des schon oben (Abb. 39, gleiche Farbe) diskutierten „Bonddraht-CPW“ auf Si, der nur eine Bandbreite von  $1,0$  GHz aufweist. Es sei aber darauf hingewiesen, dass die Untersuchungen von Abschnitt 2.5.3 nichts desto trotz ihre Berechtigung haben, schließlich kann ein derartiger Wellenleiter (dort als Mikro-Spule fungierend) durchaus höhere Frequenzen übertragen; diese sind eben nur stärker als  $3$  dBm gedämpft (z. B. erhält man für diesen „Bonddraht-CPW“ bis ca.  $3$  GHz noch  $> 50\%$  Transmission, entsprechend einer Dämpfung von  $6$  dBm). Die beiden mittleren Kurven korrespondieren mit 2 in der Herstellung identischen „Bonddraht-CPWs“ auf GaAs, wobei die obere rote derjenigen mit der sehr guten Anstiegszeit von  $t_{an} = 143$  ps von Abb. 39 (gleiche Farbe) entspricht. Der deutliche Unterschied der beiden Transmissionskurven (1) und (2) demonstriert einmal mehr die Nicht-Reproduzierbarkeit eines „Bonddraht-CPW“, allerdings auch die u. U. guten Übertragungseigenschaften

(BW = 7,1 GHz!).

Die obere dunkelgelbe Kurve zeigt schließlich das Transmissionsverhalten eines vollständig strukturierten koplanaren Wellenleiters gemäß Abb. 38. Die Bandbreite dieses CPW liegt jenseits der Detektionsgrenze von 20 GHz, womit das eingangs dieses Abschnitts 3.2 formulierte „Bandbreiten-Ziel“ erreicht werden konnte. Dieses Ergebnis ist ferner sehr gut reproduzierbar, da an zwei weiteren Wellenleitern eine beinahe identische Transmissionskurve gemessen werden konnte. Für die Untersuchungen in den folgenden Abschnitten wurden nur diese sehr breitbandigen koplanaren Wellenleiter verwendet, so dass der gesamte Messaufbau von der Signalerzeugung bis zur Signaldetektion eine einheitliche Bandbreite von 20 GHz aufweist.

### 3.3 PIMM-Messungen an *Permalloy*

#### 3.3.1 Beschreibung der Messmethode und experimenteller Messaufbau

Die gemeinhin mit der Abkürzung PIMM (*pulsed inductive microwave magnetometer*) versehene Methode des gepulsten induktiven Mikrowellen-Magnetometers lässt sich besonders gut mittels der im letzten Abschnitt 3.2 beschriebenen koplanaren Wellenleiter realisieren: Eine ferromagnetische Schicht wird möglichst nah ober- oder unterhalb des Mittelleiters positioniert und durch einen Magnetfeldpuls aufgrund eines Strompulses durch den Wellenleiter angeregt. Bei geeigneter Wahl der externen Felder (Pulsfeld und *bias*-Feld) sowie der leichten Richtungen der Anisotropien wird (im Bild der Makrospin-Näherung) die Magnetisierung  $\vec{M}(t)$  daraufhin eine gedämpfte Präzession um das effektive Magnetfeld vollführen (s. Abschnitt 3.1). Die zeitlich veränderliche Magnetisierung ( $\frac{d}{dt}\vec{M}(t) \neq 0$ ) hat nun einen zeitlich veränderlichen magnetischen Fluss

$\Phi(t)$  um den Mittelleiter zur Folge ( $\frac{d}{dt}\Phi(t) \neq 0$ ). Dieser induziert schließlich gemäß dem

Induktionsgesetz  $U_{ind}(t) = -\frac{d}{dt}\Phi(t)$  eine Induktionsspannung  $U_{ind}$  im Mittelleiter, die mit einem Oszilloskop detektiert werden kann (s. u.).

In der Geometrie von Abb. 41 (mit demselben Koordinatensystem wie in Abb. 36) liegt die Magnetisierung im Gleichgewichtszustand in x-Richtung. Zur zeitlichen Flussänderung

trägt nun im Wesentlichen nur die zeitlich veränderliche y-Komponente  $\frac{d}{dt}M_y(t)$  bei, da

zum Einen die z-Komponente  $M_z(t)$  - und damit auch  $\frac{d}{dt}M_z(t)$  - bei den hier untersuchten

ultradünnen Schichten aufgrund der großen Dipolfeldenergie in z-Richtung (Formel {13}) stets sehr klein gegen  $M_x(t)$  und  $M_y(t)$  ist und zum Anderen in der Kleinwinkel-Näherung

aufgrund der geringen Präzessionswinkel auch  $\frac{d}{dt}M_x(t)$  klein gegen  $\frac{d}{dt}M_y(t)$  ist

( $M_x(t) \approx M_S$  stets). Eine genaue Herleitung mittels des Reziprozitätsprinzips in [41] ergibt daher für die induzierte Spannung  $U_{ind}$  folgende einfache Proportionalität (Formeln {2} und {3} dort):

$$U_{ind}(t) \propto \frac{d}{dt} M_y(t) \quad \{34\}$$

Unter Berücksichtigung von Formel {27} zeigt sich mittels einfacher trigonometrischer Beziehungen, dass auch  $U_{ind}(t)$  eine exponentiell gedämpfte Oszillation mit derselben Frequenz  $f_P$  und derselben Zerfallsrate  $\frac{1}{\tau}$  wie  $M_y(t)$  vollführt:

$$U_{ind}(t) = C \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot \sin(2\pi f_P t + Phase) \quad \{35\}$$

wobei die Proportionalitätskonstante  $C$  und die Phase allerdings andere Werte als in {27} besitzen. Als Ergebnis dieser Betrachtung lässt sich festhalten, dass die Detektion der im Wellenleiter induzierten Spannung unmittelbare Aussagen über die Präzessionsfrequenz  $f_P$  sowie über die Zerfallsrate  $\frac{1}{\tau}$  (und damit über den Dämpfungsparameter  $\alpha$ ) einer ultradünnen ferromagnetischen Schicht erlaubt. Für weitere detaillierte Informationen zur PIMM-Methode sei auf die Diplomarbeiten [42] und [15] sowie die Referenzen [41] und [43] verwiesen.

Der experimentelle Messaufbau zur Realisierung der PIMM-Methode entspricht demjenigen von Abb. 32 in Abschnitt 2.5.2: Der Pulserzeugung dient also erneut der PSPL-Pulsgenerator und der koplanare Wellenleiter wird mittels der *Pyramid Probe Card* (s. Abschnitt 2.2.4) kontaktiert. Die Detektion des transmittierten Pulses samt des superponierten induzierten Signals  $U_{ind}$  erfolgt in Abschnitt 3.3.3 wieder mit dem Tektronix TDS 6604 Speicheroszilloskop, wobei hier nur über 500 Messkurven gemittelt wurde, um Verfälschungen im induzierten Signal aufgrund thermischer Drifts, die die absteigende Flanke des Pulses auf einer Zeitskala von Minuten verändern, zu vermeiden. In Abschnitt 3.3.4 wird allerdings das *High-End Sampling* Oszilloskop TDS 8000B von Tektronix mit dem 20 GHz-Einschub 80 E03 verwendet. Dies ist durch dessen sehr großen Dynamikumfang von 14 Bit motiviert, der erst die Detektion der in jenem Abschnitt diskutierten nicht-linearen Effekte jenseits der Kleinwinkel-Näherung ermöglicht. In diesem Fall wurde über 1200 Messkurven gemittelt, ein Kompromiss zwischen der Gewinnung eines ausreichenden Signal-Rausch-Verhältnisses und der Vermeidung von Verfälschungen im induzierten Signal aufgrund thermischer Drifts (hier die ansteigende Pulsflanke betreffend).

Auch wenn es bei der PIMM-Methode kein kapazitives oder induktives Übersprechen wie

bei den Magneto-Kopplern gibt (es gibt ja nur eine Leiterbahn), so ist es doch nötig, eine Referenzmessung ohne magnetische Information aufzunehmen: Eine Einzelmessung beinhaltet nämlich überwiegend das Pulssignal mit Amplituden in der Größenordnung 1-10 V, wohingegen das superponierte induzierte Signal  $U_{ind}$  bestenfalls einige mV Amplitude aufweist (s. die entsprechenden Graphen in Abschnitt 3.3.3 und 3.3.4). Um nun das Pulssignal von der Messkurve subtrahieren zu können, wurde zunächst eine Referenzmessung durchgeführt, bei der die Magnetisierung durch ein relativ großes Magnetfeld von etwa  $H_y = 300$  Oe in y-Richtung (Geometrie von Abb. 41) „gepinnt“ wird. Dadurch ist sichergestellt, dass das ebenfalls in y-Richtung weisende Pulsfeld  $\vec{H}_{Puls}$  kein Drehmoment auf die Magnetisierung ausgeübt, die Messung also keine magnetische Information enthält. Das „pinning“-Feld wurde mittels zweier Permanentmagnete realisiert, die unmittelbar vor bzw. hinter dem Probenhalter (Abb. 32 rechts) montiert wurden.

#### 3.3.2 Dimensionen und DC-Eigenschaften der untersuchten Py-Schicht

Die hier untersuchte 20 nm dünne Py-Schicht wurde auf undotiertem GaAs(001) durch DC-Magnetron-*Sputter*-Deposition hergestellt (im Hause). Als Oxidationsschutz dient 3 nm Aluminium. Es sei betont, dass hier also eine Py-Einzelschicht untersucht wird, wie sie als Teil innerhalb der in Kapitel 2 bei den Magneto-Kopplern stets vorliegenden *spin valves* vorkommt (und zwar als „freie“ Detektionsschicht, die das dynamische Verhalten des Magneto-Kopplers maßgeblich bestimmt). Mittels lithographischer Standard-Prozessierung im Reinraum (s. [58]) wurde aus dem ausgedehnten Schichtsystem ein  $20 \times 300 \mu\text{m}^2$  großes Rechteck in der Mitte der  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  großen Probe herausgeätzt, über dem ein koplanarer Wellenleiter gemäß Abb. 38 mit dem Mittelleiter exakt über dem Py-Streifen aufgebracht wurde (zur Motivation des Streifen-Designs s. die Bemerkung vor Beginn des Abschnitts 3.1). Ziel dieser Anordnung ist zum Einen die unmittelbare Nähe der ferromagnetischen Schicht zur anregenden Leiterbahn sowie zum Anderen eine Rechteckbreite  $\leq w$  (= Mittelleiterbreite), um ein möglichst großes und zudem möglichst homogenes Pulsfeld  $\vec{H}_{Puls}$  über der gesamten zu untersuchenden Py-Schicht zu erhalten: Das Pulsfeld ist nach Abb. 14 für den Abstand von lediglich ca. 3 nm Aluminium(oxid) sicher maximal und nach Formel {4}, hier in sehr guter Näherung, durch  $H = \frac{I}{2w}$  gegeben. Gemäß Abb. 13 sind zwar im vorliegenden Fall (Breite des Py-Streifens =  $w$ )

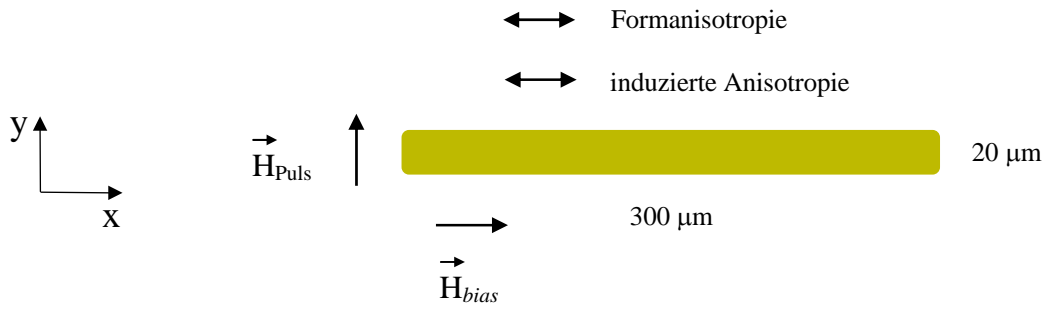
durchaus Inhomogenitäten des Pulsfeldes am Rand des Py-Streifens zu erwarten (die dort rote mit  $H_x$  bezeichnete Kurve gehört in der Geometrie von Abb. 41 zur Komponente  $H_y$ ; in beiden Fällen ist die Komponente quer zum Leiterstreifen gemeint). Diese beschränken sich aber auf den äußersten Rand und werden bei der hier verwendeten integrativen Methode kaum detektiert, können also vernachlässigt werden.

Das mikrostrukturierte Py-Rechteck hat in der Realität stark abgerundete Ecken. Für die Abschätzung der (uniaxialen) Formanisotropie mit der leichten Achse entlang der Rechtecklänge kann es daher durch ein sehr flaches Ellipsoid angenähert werden. In dieser Näherung ergibt sich völlig analog den Ausführungen in Abschnitt 2.5.1 (Formeln {7} und {8}) ein Anisotropiefeld von  $H_k^{xy} = 9,8 \text{ Oe}$  (aus  $N_x = 0,000014$ ,  $N_y = 0,000994$  und  $N_z = 0,998992$ ).

Bei der Herstellung wurde der Py-Schicht durch Anlegen eines externen Magnetfelds eine uniaxiale Anisotropie (mit der leichten Achse in der späteren Streifenrichtung) induziert. Mittels des (longitudinalen) magneto-optischen Kerr-Effekts (MOKE) konnte an der ausgedehnten Schicht die intrinsische l. R. durch Aufnehmen einer nahezu rechteckigen Hysteresekurve mit einem Koerzitivfeld von  $H_c = (2,5 \pm 0,5) \text{ Oe}$  verifiziert werden. Eine entsprechende Messung in schwerer Richtung (s. R.) zeigt ein typisches Stoner-Wohlfarth-Verhalten, also eine lineare Ummagnetisierungskurve, die auf die kohärente Drehung der Magnetisierung in der Ebene zurückzuführen ist. Aus der Steigung um  $H = 0$  wurde durch Extrapolation auf  $M = M_S$  ein (zugeordnetes) Anisotropiefeld von  $H_k^{Py} = (5,0 \pm 0,5) \text{ Oe}$  bestimmt. Der (longitudinale) magneto-optische Kerr-Effekt ist im Wesentlichen dadurch gekennzeichnet, dass die Schwingungsebene eines linear polarisierten Lichtstrahls, der auf die Oberfläche einer ferromagnetischen Schicht trifft, durch die Änderung der (longitudinalen) Magnetisierungskomponente in Strahlrichtung gedreht wird (zusätzlich erfolgt eine Elliptisierung des Lichts, die hier aber nicht detektiert wurde). Diese sog. Kerr-Drehung ist nun näherungsweise proportional zur Änderung der (longitudinalen) Magnetisierungskomponente des reflektierenden Ferromagneten im Eindringbereich des Lichts. Für eine genaue Beschreibung des MOKE sowie des Stoner-Wohlfarth-Modells sei auf die Arbeiten [44] und [45] verwiesen.

Die folgende Abbildung veranschaulicht die diskutierten Anisotropien unter Angleichung an das Koordinatensystem von Abb. 36:





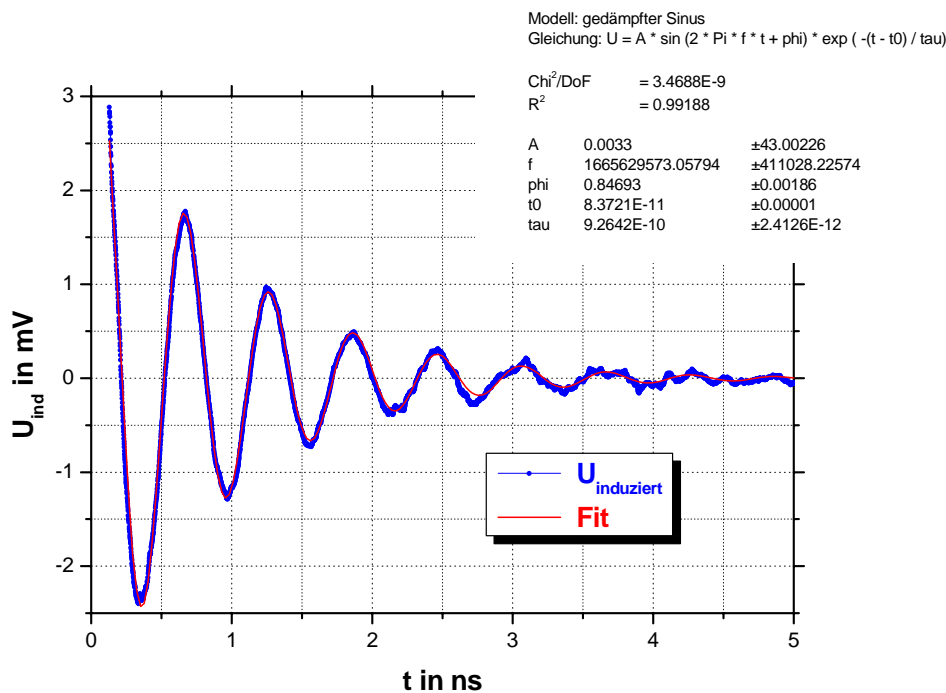
**Abb. 41** Vorzugsrichtungen (leichte Achsen) sowie Richtungen der beteiligten externen Felder bzgl. des untersuchten Py-Streifens.

### 3.3.3 Messungen nach Pulsende – Unterdrücken des Nachklingens

Um ein PIMM-Experiment zu realisieren, bei dem die Kleinwinkel-Näherung und damit die Linearisierung der LLG-Gleichung sicher gerechtfertigt ist, wurde ein Strompuls mit nur 25 mA Amplitude an den koplanaren Wellenleiter gelegt, entsprechend einem maximalen Pulsfeld von  $H_{Puls} = 7,8$  Oe (Formel {4}). Dieses führt zusammen mit der induzierten sowie der Formanisotropie auch bei kleinen  $bias$ -Feldern  $H_{bias}$  zu nur kleinen Auslenkungen der Magnetisierung aus der Gleichgewichtslage in x-Richtung. Durch die Detektion des induzierten Signals  $U_{ind}$  erst nach (!) der Abschaltung des Pulses liegt zudem das für die Präzession maßgebliche effektive Magnetfeld  $\vec{H}_{eff}$  streng in x-Richtung, wodurch Formel {24} und {28} in besonders guter Näherung gelten. Der hier verwendete Anregungs-Puls weist eine Anstiegszeit von  $t_{an} = 120$  ps, eine Abfallzeit von  $t_{ab} \approx 160$  ps und eine Pulsbreite von  $t_{Puls} = 300$  ps auf (Werte gemessen am 50  $\Omega$ -Eingangswiderstand).

Die folgende Abb. 42 zeigt nun eine derartige PIMM-Messung bei einem  $bias$ -Feld von 20 Oe: Nach 2 ns ist die Amplitude der induzierten Spannung  $U_{ind}$  bereits auf unter 400  $\mu$ V abgesunken, so dass sich das Rauschen deutlich bemerkbar macht. Nach 5 ns ist die Schwingung praktisch vollständig abgedämpft. Die Messkurve lässt sich sehr gut mittels einer gedämpften Sinusschwingung gemäß Formel {35} anpassen, wodurch die Präzessionsfrequenz zu  $f_p = 1,7$  GHz bestimmt werden kann ( $f_p$  wird hier wie auch in allen folgenden Auswertungen mit 2 gültigen Ziffern ohne Fehler angegeben, da die Präzessionsfrequenz aus dem „Fit“ mit sehr hoher Genauigkeit bestimmt werden kann, vgl. Abb. 42 rechts oben; systematische Fehler aufgrund der Detektion sind bei den verwendeten Oszilloskopen bei der Angabe von 2 gültigen Ziffern vernachlässigbar). Die Zerfallszeit  $\tau$  ergibt sich in diesem Beispiel zu  $\tau = (0,926 \pm 0,002)$  ns entsprechend einer

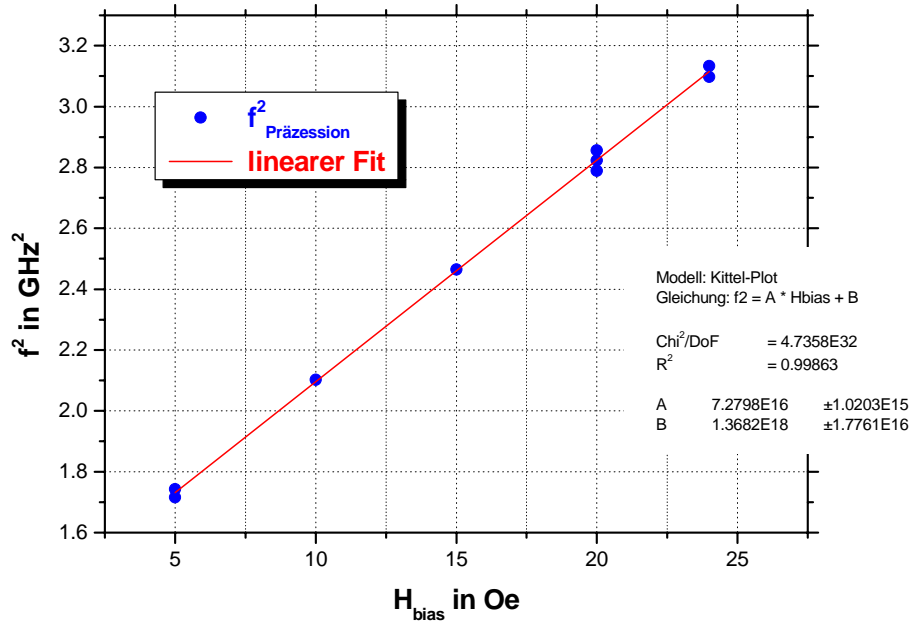
Zerfallsrate von  $\frac{1}{\tau} = 1,1 \text{ ns}^{-1}$  ( $\frac{1}{\tau}$  wird ebenfalls mit der gleichen Begründung wie eben mit 2 gültigen Ziffern ohne Fehler angegeben; es ist zu beachten, dass diese Angabe für eine Einzelmessung (!) gilt, wohingegen die beobachtete größere Streuung bei der Durchführung mehrerer Messungen wie in Abb. 44 auf die nicht exakt reproduzierbare magnetische Ordnung z. B. aufgrund von Domänen im Py-Streifen zurückzuführen ist und daher als quasi statistischer Fehler erst nachträglich berücksichtigt werden kann, s. dort).



**Abb. 42** Beispiel einer PIMM-Messung nach Pulsanregung bei einem  $bias$ -Feld von  $H_{bias} = 20 \text{ Oe}$  (blaue Kurve). Die rote Kurve stellt den bestmöglichen „Fit“ einer gedämpften Sinusschwingung an die Messkurve dar (rechts oben die entsprechende Funktionsgleichung sowie die resultierenden Fitparameter).

Wiederholt man nun die diskutierte Beispiel-Messung bei verschiedenen  $bias$ -Feldern und trägt  $f_p^2$  gegen  $H_{bias}$  auf, so wird gemäß der Kittel-Formel {24} ein linearer Zusammenhang erwartet. Dies ist in der Auftragung von Abb. 43 (sog. „Kittel-Plot“) in der Tat der Fall; die Kleinwinkel-Näherung ist also sehr gut gültig. (Zum Graphen sei angemerkt, dass der Fehler bei der Bestimmung von  $H_{bias}$  mit der Hallsonde samt Gaußmeter in den blauen Messpunkten untergeht. Dasselbe gilt wie oben erwähnt für den Fehler von  $f_p^2$  bei jeder Einzelmessung; die Streuung bei der Durchführung mehrerer

Messungen bei gleichem *bias*-Feld ist wieder auf die nicht exakt reproduzierbare magnetische Ordnung im Py-Streifen zurückzuführen.)



**Abb. 43** PIMM-Messung nach Pulsanregung: „Kittel-Plot“ und linearer „Fit“ (rechts unten die entsprechende Funktionsgleichung sowie die resultierenden Fitparameter).

Durch Identifizieren der Steigung  $A$  und des y-Abschnitts  $B$  aus dem linearen „Fit“ mit den entsprechenden Größen aus der Kittel-Formel [24] lassen sich nun die Sättigungsmagnetisierung und die Summe der (uniaxialen) Anisotropien bestimmen:

$$M_s = \frac{A}{\left(\frac{\gamma_0}{2\pi}\right)^2} \quad (36)$$

$$H_k^{\text{Py}} + H_k^{\text{xy}} = \frac{B}{\left(\frac{\gamma_0}{2\pi}\right)^2 M_s}$$

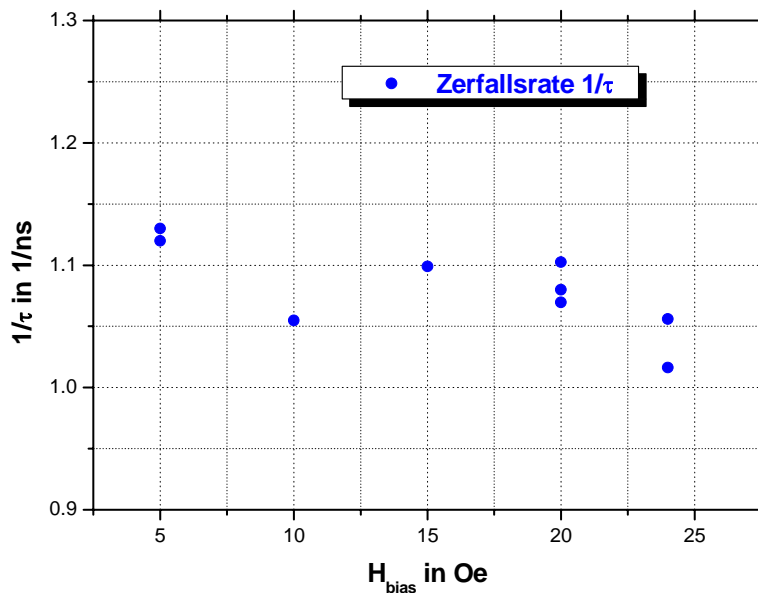
Hierbei beträgt der konstante Term im Nenner  $\left(\frac{\gamma_0}{2\pi}\right)^2 = 1,3 \cdot 10^9 \left(\frac{\text{m}}{\text{As}}\right)^2$ , wobei

$\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar} = 1,8 \cdot 10^{11} \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2}$  verwendet wurde (mit  $\hbar$  dem Planckschen Wirkungsquantum,  $\mu_B$

dem Bohrschen Magneton und  $g = 2,1$  dem üblichen  $g$ -Faktor für Py, s. z. B. [46]). Mit diesen Daten ergibt sich aus den Fitparametern die Sättigungsmagnetisierung zu  $M_s = (700 \pm 10) \text{ kA/m}$  sowie die Summe der (uniaxialen) Anisotropien zu

$H_k^{Py} + H_k^{xy} = (18 \pm 1) \text{ Oe}$ . Gemäß den Betrachtungen in Abschnitt 3.3.2 müsste diese letztere Summe etwa 15 Oe betragen ( $H_k^{xy} = 9,8 \text{ Oe}$ ,  $H_k^{Py} = (5,0 \pm 0,5) \text{ Oe}$ ). Die Übereinstimmung der Größenordnung ist durchaus befriedigend, da ja die Formanisotropie unter der Annahme eines sehr flachen Ellipsoids abgeschätzt wurde.

Die aus der PIMM-Messung bestimmte Sättigungsmagnetisierung ist allerdings deutlich kleiner als der typische Wert für Py von  $M_S = 800 - 860 \text{ kA/m}$ . Eine mögliche Ursache kann aus den FMR-Messungen in Abschnitt 3.4.2 abgeleitet werden: Mindestens bis zu einem *bias*-Feld von 75 Oe zeigt die Linienbreite  $w$  deutliche Abweichungen von einem *bias*-Feld-unabhängigen Verhalten (wie man es für den Dämpfungsparameter  $\alpha$  gemäß {28} und {31} erwarten würde) (entsprechende Abweichungen sind auch im zugehörigen „Kittel-Plot“ erkennbar). Dies deutet auf noch vorhandene magnetische Unordnung im Py-Streifen hin, z. B. aufgrund von Randeffekten oder allgemeinen Defekten in der Schicht, so dass also keine streng homogene Magnetisierung vorliegt ([47]; s. auch die ausführlichere Diskussion dieses Phänomens in Abschnitt 3.4.2). Ein entsprechender linearer Fit des „Kittel-Plot“ für *bias*-Felder über 75 Oe in Abschnitt 3.4.2 (sowie auch in 3.3.4) liefert in der Tat einen guten Wert für  $M_S$ , wodurch die obige Argumentation erhärtet wird.



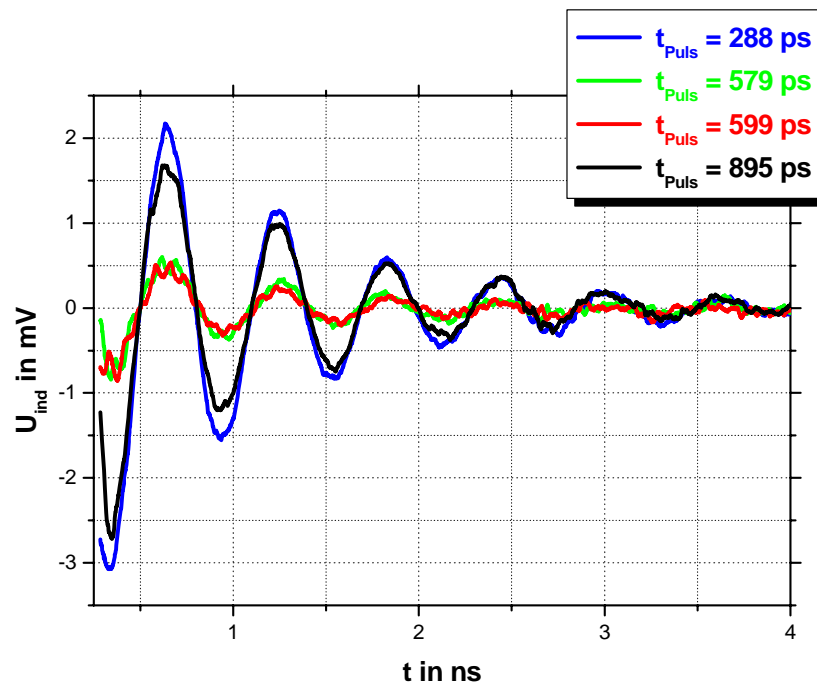
**Abb. 44** PIMM-Messung nach Pulsanregung: Zerfallsrate.

Entsprechend liefern die hier gemessenen Werte für die Zerfallsrate  $\frac{1}{\tau}$  (s. Abb. 44) keine Aussage über den (intrinsischen) Dämpfungsparameter  $\alpha$ , sondern lassen mittels Formel

{28} lediglich auf die effektive Dämpfung  $\alpha^*$  schließen. Im vorliegenden Fall lässt sich diese mit  $\alpha^* = (0,014 \pm 0,001)$  angeben. Dieser Wert liegt wesentlich höher als der mittels FMR bestimmte für die intrinsische Dämpfung ( $\alpha = 0,008$ , s. Abschnitt 3.4.2 sowie den nächsten Abschnitt 3.3.4 und [47] ,[49], [52]), was wieder auf weitere (extrinsische) Dämpfungsmechanismen schließen lässt.

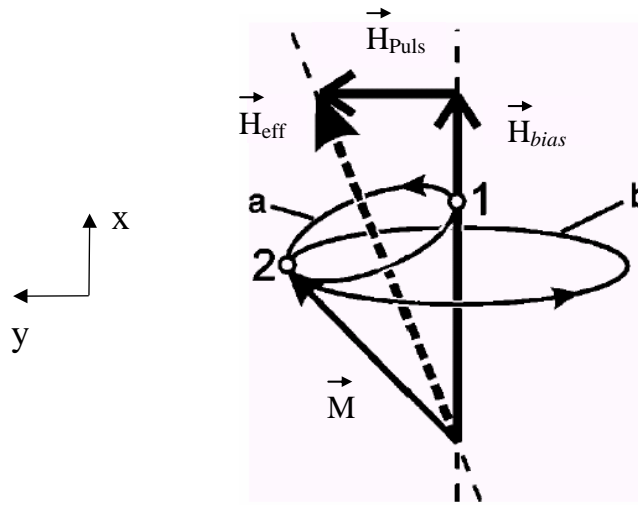
In diesem Zusammenhang ist anzumerken, dass für technische Anwendungen wie z. B. den Magneto-Koppler oder das MRAM die hier ermittelten Werte (insbesondere die Zerfallsrate bzw. effektive Dämpfung) durchaus Relevanz besitzen. Die magnetischen Felder, die in derartigen Bauelementen durch Ströme in Leiterbahnen erzeugt werden, liegen nämlich i. A. deutlich unter 50 Oe und auf externe *bias*-Felder muss ohnehin in den meisten Fällen verzichtet werden.

Die in Abb. 42 gezeigte Präzession der Magnetisierung nach Abschaltung des Pulses stellt exakt das für technische Anwendungen ungünstige Nachklingeln dar (s. auch Abschnitt 2.5.3). Durch geeignete Wahl der Pulsbreite  $t_{Puls}$  kann jedoch das Nachklingeln weitgehend unterdrückt werden, wie die folgende Abbildung demonstriert (erstmalige Anwendung dieser Methode durch Bauer et al., s. [48]):



**Abb. 45** Unterdrücken des Nachklingelns: PIMM-Messung nach Pulsanregung bei einem *bias*-Feld von  $H_{bias} = 20$  Oe unter Variation der Pulsbreite  $t_{Puls}$ . Bei den gezeigten Pulsbreiten ist das Nachklingeln jeweils maximal bzw. minimal.

Bei dem hier angelegten *bias*-Feld von 20 Oe beträgt die Präzessionsfrequenz gemäß Abb. 42  $f_P = 1,7$  GHz, entsprechend einer Präzessions-Umlaufzeit von  $T_P = 588$  ps. Offensichtlich ist das Nachklingeln für  $t_{Puls} = \frac{1}{2}T_P$  und  $t_{Puls} = \frac{3}{2}T_P$  maximal, für  $t_{Puls} = T_P$  aber minimal. Dies kann leicht mittels der Tatsache, dass die Magnetisierung  $\vec{M}$  stets um das effektive Magnetfeld  $\vec{H}_{eff}$  präzediert, verstanden werden, wie folgendes Vektordiagramm veranschaulicht:



**Abb. 46** Präzession der Magnetisierung  $\vec{M}$  um das effektive Magnetfeld  $\vec{H}_{eff}$  bei eingeschaltetem Pulsfeld  $\vec{H}_{Puls}$  (a) und nach Pulsende im Fall der Pulsabschaltung im Punkt 2 (b). Das Koordinatensystem ist im Vergleich zu Abb. 41 und Abb. 36 um  $90^\circ$  gegen den Uhrzeigersinn gedreht. Der Einfachheit halber setzt sich  $\vec{H}_{eff}$  nur aus den externen Feldern zusammen, Anisotropien werden für diese Veranschaulichung ebenso wie die Dämpfung vernachlässigt (modifizierte FIG. 3. aus [48]).

Die Gleichgewichtslage der Magnetisierung vor Anlegen des Pulses sei wieder die x-Richtung (hier also nach oben). Sobald das Pulsfeld in y-Richtung wirkt, beginnt  $\vec{M}$  um das effektive Magnetfeld  $\vec{H}_{eff}$  zu präzedieren (a). Wird der Puls bereits nach einem halben Präzessionsumlauf von  $\vec{M}$  wieder ausgeschaltet (Punkt 2), so stellt nun  $\vec{H}_{bias}$  den einzigen Beitrag zu  $\vec{H}_{eff}$  dar und die Magnetisierung wird in der Folge um die x-Achse mit maximaler Amplitude präzedieren (b) (entspricht der blauen Kurve in Abb. 45). Dieselbe

Argumentation gilt für die Pulsabschaltung nach  $1\frac{1}{2}$  Präzessionsumläufen, jedoch liegt in diesem Fall aufgrund der Dämpfung der Abschaltzeitpunkt 2 in obigem Bild etwas weiter rechts, so dass auch die Präzessionskurve b geringere Amplitude aufweist (entspricht der schwarzen Kurve in Abb. 45). Bei Pulsabschaltung nach einem ganzen Umlauf nun befindet sich die Magnetisierung  $\vec{M}$  wieder in x-Richtung (Punkt 1), so dass das effektive Feld  $\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{bias}$  in x-Richtung kein Drehmoment auf  $\vec{M}$  ausübt und folglich keine Präzession stattfindet (Idealfall). In der Realität liegt der Abschaltzeitpunkt 1 aufgrund der Dämpfung jedoch etwas weiter links, so dass doch eine kleine Rest-Präzession resultiert (entspricht der grünen und roten Kurve in Abb. 45).

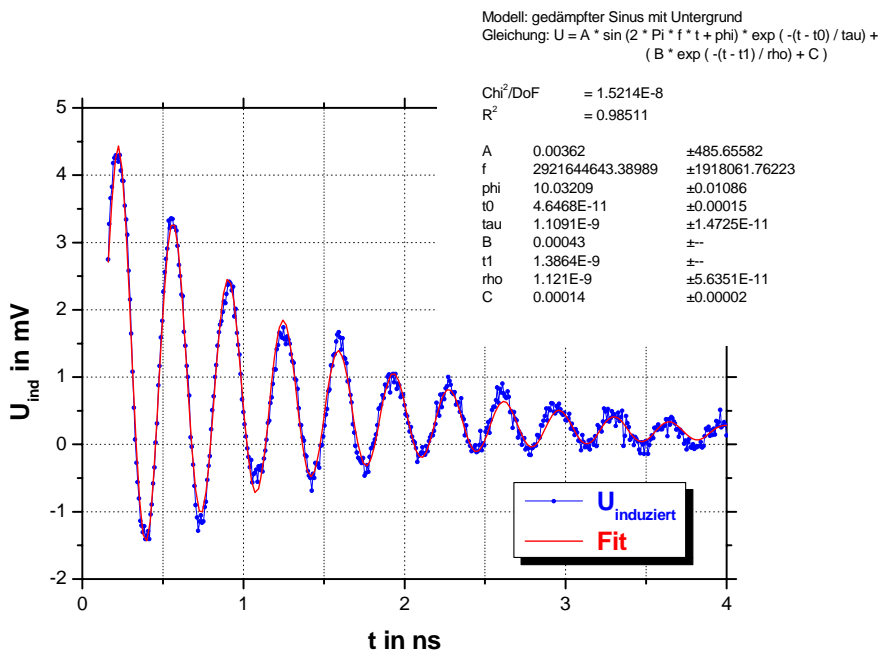
#### 3.3.4 Messungen nach ansteigender Pulsflanke – nicht-lineare Effekte

Die vom PSPL-Pulsgenerator erzeugten Pulse weisen stets eine wesentlich kürzere Anstiegs- als Abfallzeit auf (hier: 120 ps versus 160 ps). Außerdem zeigt das Signal erhebliches Über- und Nachschwingen nach der absteigenden Pulsflanke, wohingegen nach der ansteigenden Pulsflanke ein relativ flaches Plateau folgt. Aus diesen Gründen wurden auch PIMM-Messungen nach der ansteigenden Pulsflanke durchgeführt (auf dem sog. *step*: der Puls bleibt während der Detektion von  $U_{ind}$  eingeschaltet), die im Folgenden vorgestellt werden sollen. Da hier u. a. der Effekt relativ großer Pulsfelder interessiert, wurde ein Strompuls mit 80 mA Amplitude an den koplanaren Wellenleiter gelegt, entsprechend einem maximalen Pulsfeld von  $H_{Puls} = 25$  Oe (Formel {4}). Die Geometrie von Abb. 41 gilt nach wie vor. Die Detektion der Signale erfolgt jetzt allerdings wie oben erwähnt mit dem Tektronix *Sampling* Oszilloskop TDS 8000B, um mittels dessen Dynamikumfang von 14 Bit feine Details im induzierten Signal  $U_{ind}$  auflösen zu können.

Für die hier vorliegende Konfiguration der *step*-Messung mit eingeschaltetem großen Pulsfeld gelten die theoretischen Betrachtungen von Abschnitt 3.1 mit der dort benutzten Kleinwinkel-Näherung nur noch für (bzgl.  $H_{Puls}$ ) relativ große *bias*-Felder  $H_{bias}$  (da dann zum Einen kleine Präzessionswinkel vorliegen und zum Anderen die Präzessionsachse näherungsweise die x-Achse ist). Für kleine *bias*-Felder gilt die Kleinwinkel-Näherung erst für Zeiten lange nach der anregenden Pulsflanke, da die Präzession ja gedämpft ist. Entsprechend wird der Verlauf von  $U_{ind}$  in Abb. 50 erst nach 0,8 ns mittels einer gedämpften Sinusschwingung angepasst. Allerdings ist für kleines  $H_{bias}$  die Präzessionsachse verschieden von der x-Achse: Die dadurch erwarteten Abweichungen für

die Präzessionsfrequenz  $f_P$  sind allerdings unwesentlich wie der „Kittel-Plot“ beweist (Abb. 48). Drastisch hingegen ist das von der Makrospin-Näherung abweichende Verhalten, das insbesondere unmittelbar nach der Anregung durch die Pulsflanke gut detektiert werden konnte (Abb. 50 für kleine  $t$ ). Dies soll im Verlauf dieses Abschnitts noch eingehend diskutiert werden.

Zunächst jedoch demonstriert die folgende Abbildung, dass im Fall eines *bias*-Felds von 90 Oe die Messkurve (blau) in der Tat sehr gut mittels einer gedämpften Sinusschwingung angepasst werden kann:



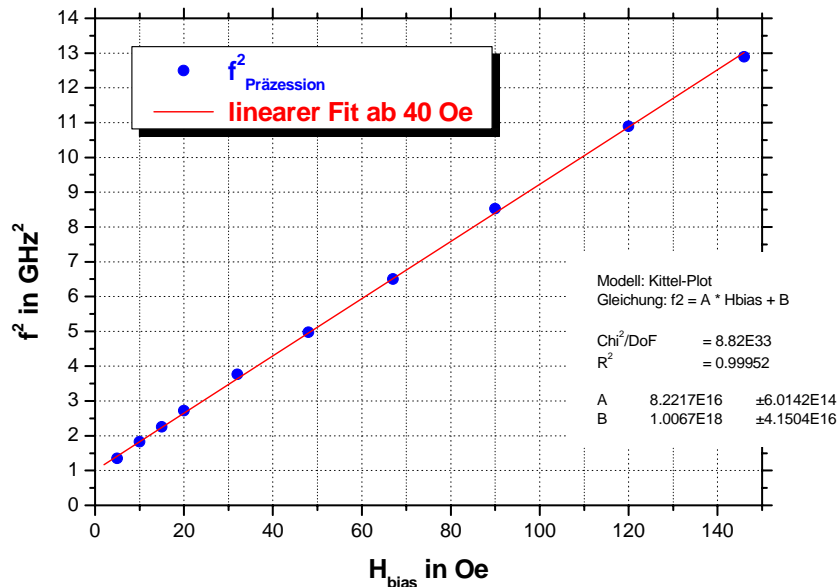
**Abb. 47** PIMM-Messung nach ansteigender Pulsflanke (*step*-Messung) bei einem *bias*-Feld von  $H_{bias} = 90$  Oe. Die Präzessionsfrequenz beträgt  $f_P = 2,9$  GHz.

Die Funktionsgleichung für den „Fit“ (rechts oben) enthält im Vergleich zu Abb. 42 noch einen weiteren Summanden in der 2. Zeile. Diese superponierte Exponentialfunktion konnte in einem Leerexperiment (ohne magnetische Probe) als nicht-magnetischer Anteil von  $U_{ind}$  identifiziert werden und hat folgende Ursache: Die Form der ansteigenden Pulsflanke und des darauf folgenden Plateaus sind von den Transmissionseigenschaften des koplanaren Wellenleiters abhängig. Das bei der Aufnahme der Referenzmessung senkrecht zum CPW anliegende „pinning“-Feld sowie das bei der Aufnahme der eigentlichen Messkurve parallel zum CPW anliegende *bias*-Feld wirken nun nicht nur auf den Py-Streifen, sondern auch auf den Wellenleiter selbst. Durch Wechselwirkung dieser



beiden (verschiedenen) Magnetfelder mit dem elektromagnetischen Feld des propagierenden Pulses resultieren daher geringfügig unterschiedliche Pulsformen des transmittierten Pulses, die sich bei der Differenzbildung (zur Gewinnung von  $U_{ind}$ ) als Untergrund zeigen. Daher verläuft die Messkurve in Abb. 47 nicht symmetrisch um  $U_{ind} = 0$ .

Die Wiederholung der obigen Beispiel-Messung bei verschiedenen *bias*-Feldern liefert wieder den „Kittel-Plot“. Hierfür wurden die Präzessionsfrequenzen  $f_p$  bei den Messungen mit *bias*-Feldern unter 40 Oe gemäß dem Vorgehen in Abb. 50 gewonnen. Es zeigt sich, dass auch diese Datenpunkte dem linearen Zusammenhang der Kittel-Formel {24} folgen:

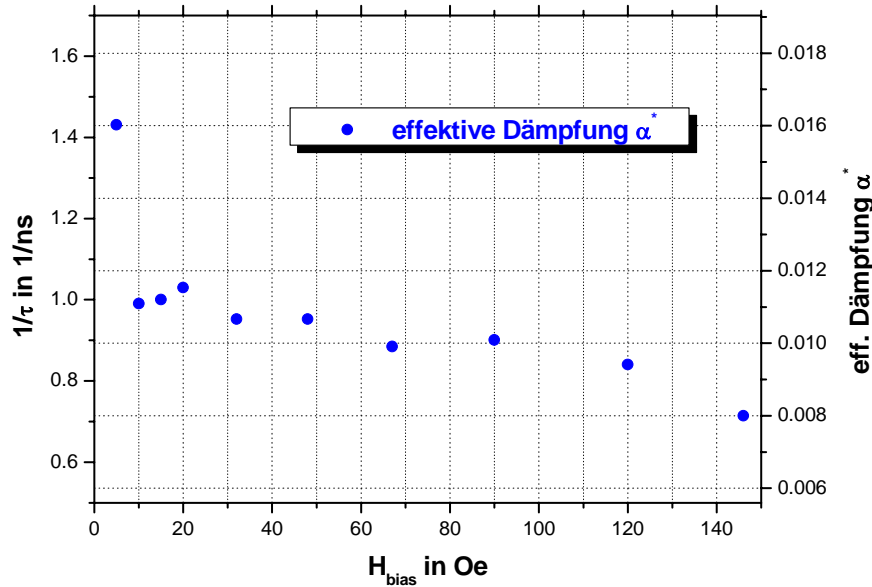


**Abb. 48** PIMM-Messung nach ansteigender Pulsflanke (*step*-Messung): „Kittel-Plot“ und linearer „Fit“ ab  $H_{bias} = 40$  Oe. Die Messungen mit *bias*-Feldern unter 40 Oe zeigen das in Abb. 50 dokumentierte nicht-lineare Verhalten und wurden daher nicht als Datenpunkte für den „Fit“ herangezogen. Die Verlängerung der „Fit“-Gerade nach links zeigt aber, dass die Kittel-Formel {24} auch für kleine *bias*-Felder gilt.

Die Auswertung des „Kittel-Plot“ gemäß Formel {36} im vorherigen Abschnitt ergibt für die Sättigungsmagnetisierung den Wert  $M_S = (790 \pm 10)$  kA/m, der sehr gut mit dem typischen Wert von 800 kA/m für Py übereinstimmt (im Gegensatz zum vorherigen Abschnitt; dort sind allerdings die *bias*-Felder wesentlich kleiner als hier). Für die Summe der (uniaxialen) Anisotropien ergibt sich  $H_k^{Py} + H_k^{xy} = (12 \pm 1)$  Oe, ein Wert, der wieder in

der erwarteten Größenordnung von etwa 15 Oe liegt.

Die Auswertung der Zerfallsrate  $\frac{1}{\tau}$  mittels Formel {28} liefert für den effektiven Dämpfungsparameter Werte zwischen  $\alpha^* = 0,016$  für  $H_{bias} = 5,0$  Oe und  $\alpha^* = 0,008$  für  $H_{bias} = 146$  Oe:

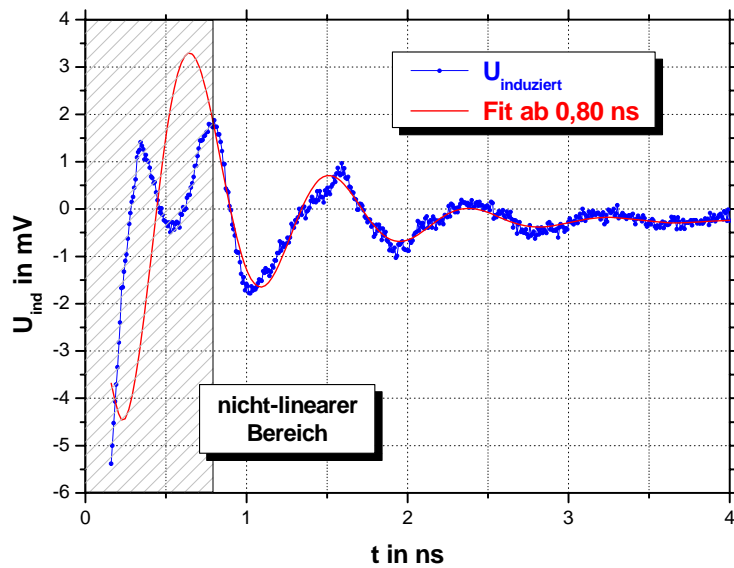


**Abb. 49** PIMM-Messung nach ansteigender Pulsflanke (*step*-Messung): Zerfallsrate sowie effektiver Dämpfungsparameter nach Formel {28}.

Die Ursache der Feldabhängigkeit von  $\alpha^*$  bei kleinen *bias*-Feldern wurde bereits im letzten Abschnitt 3.3.3 diskutiert. Im vorliegenden Fall ergibt sich für  $H_{bias} = 146$  Oe eine sehr gute Übereinstimmung des effektiven mit dem intrinsischen Dämpfungsparameter ( $\alpha^* = \alpha = 0,008$ ), ein Zeichen für die Abwesenheit extrinsischer Dämpfungsmechanismen (s. auch Abschnitt 3.4.2).

Im Folgenden wird der Fall sehr kleiner *bias*-Felder noch eingehender beleuchtet. In diesem Fall stellt das Pulsfeld  $H_{Puls} = 25$  Oe in y-Richtung den dominierenden Beitrag für das effektive Feld  $\vec{H}_{eff}$  dar. In der Folge wird  $\vec{H}_{eff}$  nicht mehr in x-Richtung zeigen sondern einen deutlichen Winkel mit der x-Achse einschließen (hier ca.  $65^\circ$  im Zentrum des Py-Streifens bei  $H_{bias} = 5,0$  Oe, s. die Simulationen unten). Der resultierende Präzessionswinkel ist entsprechend hoch (über  $90^\circ$  beim ersten Umlauf) und die in Abschnitt 3.1.2 vorgenommene Linearisierung der LLG-Gleichung also nicht mehr gültig -

nicht-lineare Effekte sind die Folge:



**Abb. 50** Detektion nicht-linearer Effekte: *step*-Messung bei einem sehr kleinen *bias*-Feld von  $H_{bias} = 5,0$  Oe (vor Aufnahme der Messung war die Probe durch ein größeres Feld gesättigt!). Der Puls wird z. Zt.  $t = 0$  eingeschaltet. Innerhalb der ersten 0,8 ns zeigt die Messkurve (blau) deutliche Abweichungen von einer gedämpften Sinusschwingung (vgl. auch die Verlängerung des „Fit“ nach links). Die Präzessionsfrequenz für  $t > 0,8$  ns beträgt  $f_p = 1,2$  GHz. Die Kennzeichnung des nicht-linearen Bereichs wurde nach Augenmaß vorgenommen und dient lediglich der Veranschaulichung (z. B. ist auch bei  $t = 1,5$  ns eine Abweichung der Messkurve vom „Fit“ zu erkennen).

Bei derart großen Präzessionswinkeln wirkt sich nun die laterale Mikrostrukturierung des Py-Streifens sehr stark aus: Im Gegensatz zu den Spins im Zentrum werden die Spins am Rand aufgrund der sonst auftretenden großen Streufeldenergien nur sehr wenig ausgelenkt und sind quasi „gepinnt“. Entsprechend ist auch die bisher stets verwendete Makrospin-Näherung nicht mehr gültig und das gemessene Verhalten kann analytisch nicht mehr beschrieben werden. Jedoch kann durch numerische Methoden, sog. mikromagnetische Simulationen, das nicht homogene Präzessionsverhalten der magnetischen Momente berechnet und mit dem Experiment verglichen werden.

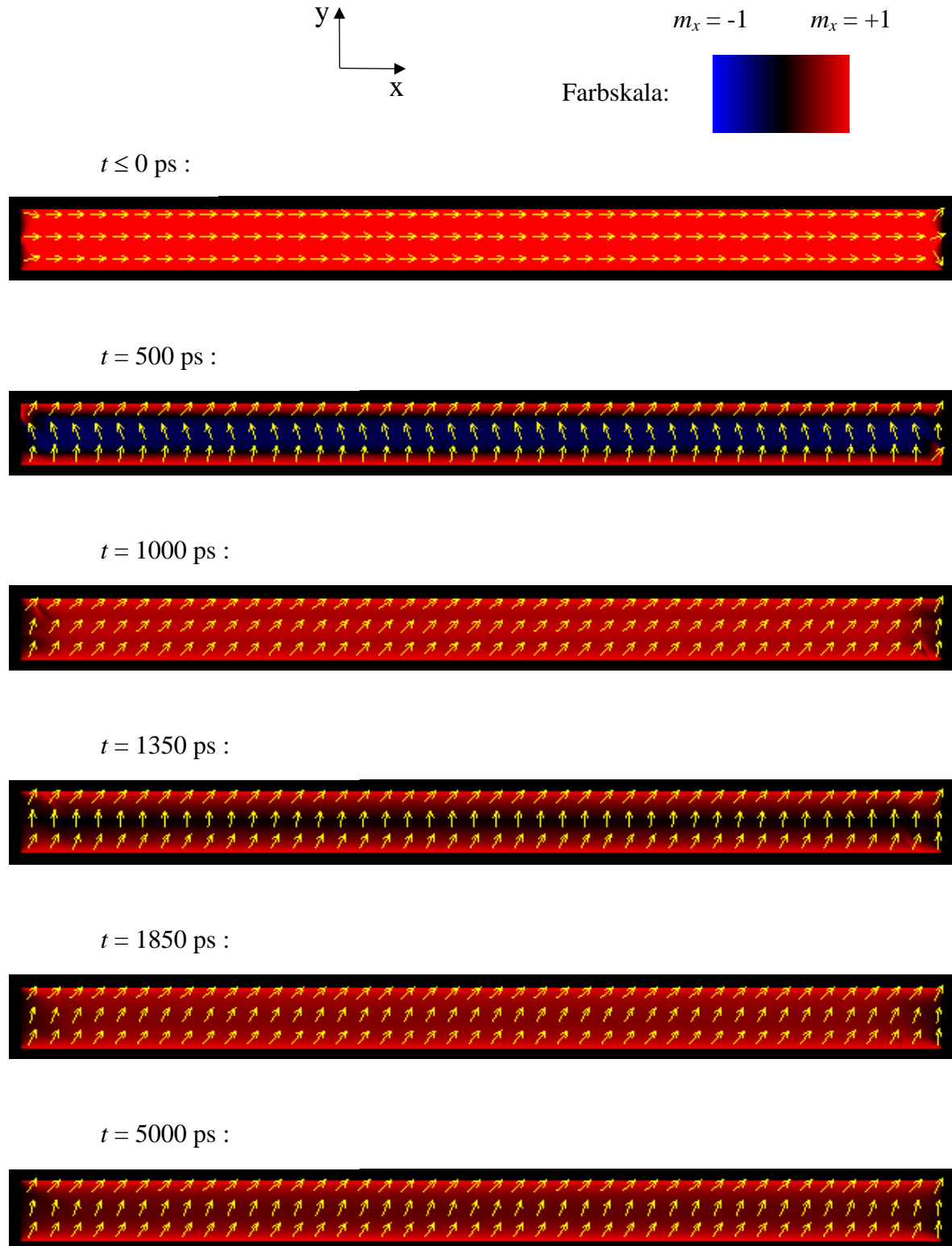
Dazu wird die Probe in viele kleine sog. finite Elemente aufgeteilt (hier in Würfelform), innerhalb derer wieder die Makrospin-Näherung und also die LLG-Gleichung angewendet wird (jetzt aber unter Berücksichtigung der Wechselwirkungen mit den anderen

Elementen, wodurch sich auch endliche Beiträge zur freien Energie aufgrund der Austauschenergie  $E_{ex}$  ergeben). Durch numerische Integration der LLG-Gleichung kann sodann die Magnetisierungsdynamik innerhalb der einzelnen (lokalen) finiten Elemente berechnet werden (die Hauptrechenzeit wird für die Berechnung des effektiven Feldes beansprucht). Durch Mittelung über das Simulationsvolumen ergibt sich schließlich das integrative Verhalten der gesamten Probe, das mit der PIMM-Messung verglichen werden kann. Für eine ausführliche Beschreibung der zeitlichen numerischen Integration der LLG-Gleichung sei auf Abschnitt 2.3 in [26] verwiesen. Es soll noch erwähnt werden, dass in den folgenden Simulationen thermische Fluktuationen nicht berücksichtigt werden, d. h. bei allen Simulationen wird  $T = 0$  angenommen (zum Einfluss solcher thermischen Fluktuationen s. die in [26] angegebenen Referenzen).

In dieser Arbeit wurde der *LLG Micromagnetics Simulator* benutzt ([51]). Aus Gründen erträglicher Rechenzeiten wurde der Py-Streifen in allen 3 Raumdimensionen um einen Faktor 10 verkleinert, so dass also ein  $30\text{ }\mu\text{m} \times 2\text{ }\mu\text{m} \times 2\text{ nm}$ -Quader simuliert wurde. Dieser verhält sich magnetisch in guter Näherung wie die tatsächliche Py-Schicht, da bis auf die geänderte physikalische Größe dieselben Parameter wie in Abschnitt 3.3.2 verwendet wurden und die mittels Formel {7} und {8} berechnete Formanisotropie nur von den Aspektverhältnissen des Quaders abhängt. Als Dämpfungsparameter wurde der Wert  $\alpha = 0,014$  gemäß Abb. 44 eingegeben (dort liegen ähnlich kleine *bias*-Felder vor!). Als Anregung wurde dem Simulationsprogramm die real im Experiment vorliegende (vom Oszilloskop detektierte) ansteigende Pulsflanke mit einer maximalen Amplitude des resultierenden Pulsfeldes von 25 Oe vorgegeben.

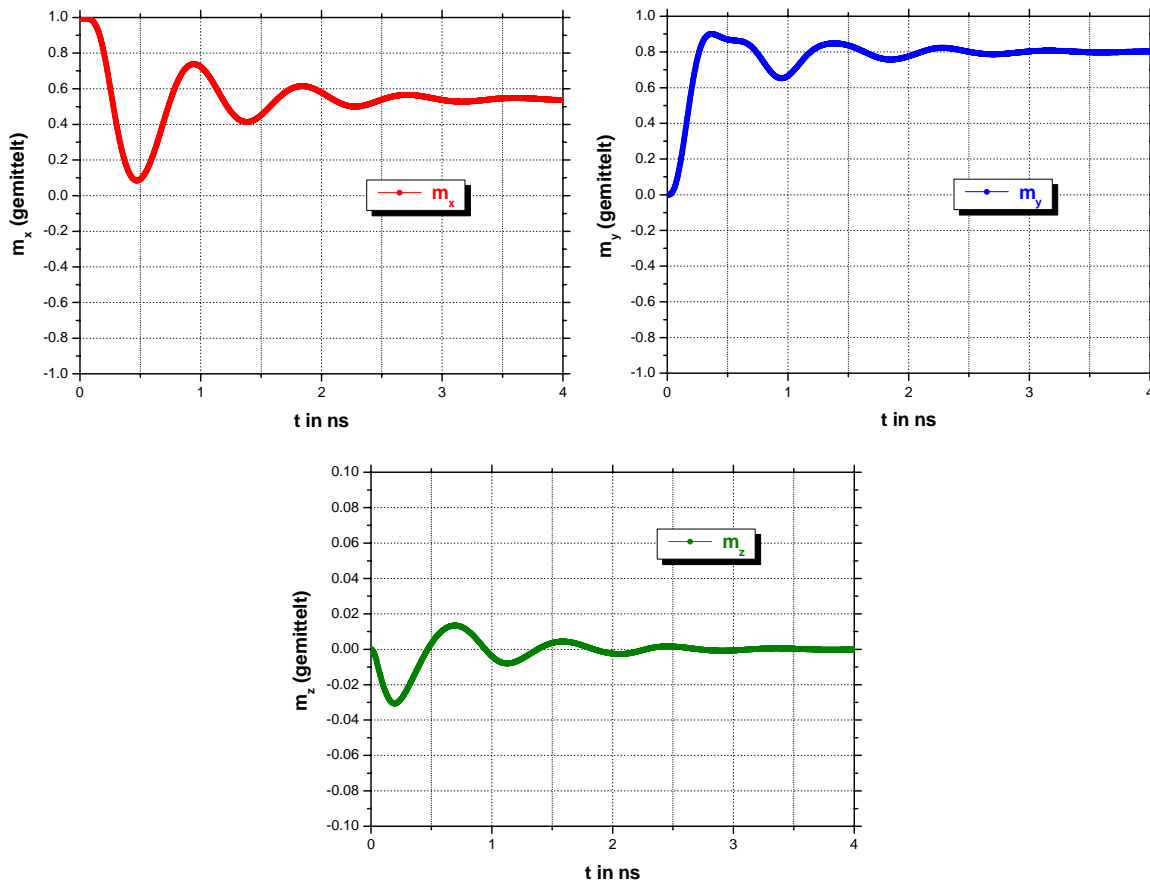
Abb. 51 zeigt nun das Ergebnis dieser mikromagnetischen Simulation: Vor Anlegen des Pulses ( $t \leq 0\text{ ps}$ ) ist der Py-Streifen nahezu homogen in x-Richtung magnetisiert, nur an den äußersten Enden sind Abweichungen zu erkennen, die auf die Minimierung der Streufeldenergie zurückzuführen sind. Die Magnetisierung im Zentrum erreicht anschließend nach 500 ps die maximale Auslenkung von über  $90^\circ$ , wohingegen die magnetischen Momente am Rand des Streifens eine Auslenkung von nur unter  $90^\circ$  erfahren (wieder Effekt der Streufeldenergie) – es resultiert der sog. S-Zustand. In den folgenden 500 ps präzediert die Magnetisierung im Zentrum wieder zurück (wobei die z-Komponente das Vorzeichen wechselt, s. Abb. 52), am Streifen-Rand ist jedoch nur eine relativ geringe Veränderung zu beobachten ( $t = 1000\text{ ps}$ ). Im Folgenden beginnt ein neuer Präzessionsumlauf mit geringerer Amplitude aufgrund der Dämpfung ( $t = 1350\text{ ps}$  und

$t = 1850$  ps). Den Endzustand (ebenfalls ein S-Zustand) nach vollständigem Abklingen der Präzession zeigt das unterste Bild: Die Richtung der Magnetisierung gibt hierbei die Richtung des effektiven Magnetfelds  $\vec{H}_{eff}$  an (ca.  $65^\circ$  zur x-Achse).



**Abb. 51** Simulation der nicht homogenen Präzession in einem Py-Streifen zu

verschiedenen Zeiten bei einem  $\text{bias}$ -Feld von  $H_{\text{bias}} = 5,0 \text{ Oe}$ : Der Puls wird z. Zt.  $t = 0$  eingeschaltet; das oberste Bild zeigt daher den relaxierten Zustand vor Anlegen des Pulses. Die mittleren 4 Bilder zeigen die Konfiguration der magnetischen Momente an den ersten 4 Umkehrpunkten von  $m_x$  im Zentrum. Das unterste Bild gibt schließlich die Situation nach vollständigem Abklingen der Präzession bei immer noch eingeschaltetem Puls wieder. Die Farbkodierung ist auf die Komponente  $m_x$  der magnetischen Momente anzuwenden (s. oben rechts). Die Pfeile veranschaulichen die lokale Richtung der magnetischen Momente in der  $xy$ -Ebene. (Die schwarze Umrandung dient lediglich der Kontrasterhöhung und gehört nicht zum Py-Streifen!)

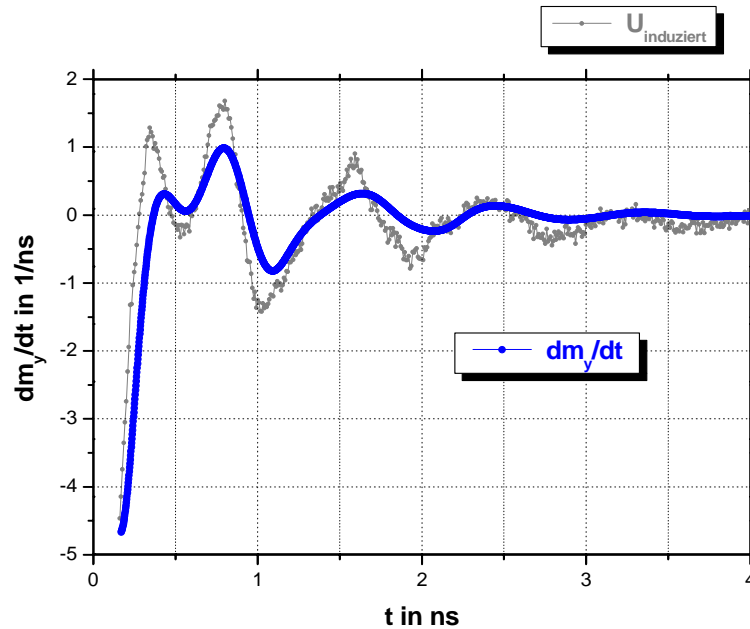


**Abb. 52** Simulation der nicht homogenen Präzession in dem Py-Streifen von Abb. 51: Mittelung über das Simulationsvolumen für die 3 Komponenten  $m_x$ ,  $m_y$  und  $m_z$ . Nicht-lineare Effekte treten besonders stark in dem Kurvenverlauf von  $m_y$  hervor. Man beachte die um einen Faktor 10 vergrößerte Darstellung von  $m_z$ .

Durch Mittelung über das Simulationsvolumen erhält man nun Aussagen über das

integrative Verhalten der 3 Komponenten von  $\vec{m}$  (und nur dieses wird ja durch die in dieser Arbeit verwendeten Messmethoden detektiert): Die Minima und Maxima des Kurvenverlaufs von  $m_x$  in Abb. 52 (rot) korrespondieren sehr gut mit den in Abb. 51 dargestellten Umkehrpunkten der Magnetisierung im Zentrum; Abweichungen sind auf das unterschiedliche Verhalten des zentralen Bereichs im Gegensatz zu den Randbereichen zurückzuführen. Die gemittelte Komponente  $m_x$  ist allerdings stets positiv (entsprechend einem mittleren Präzessionswinkel von stets kleiner  $90^\circ$ ) im Gegensatz zu dem in Abb. 51 für  $t = 500$  ps gefundenen Verhalten. Die Auftragung von  $m_z$  (dunkelgrün) zeigt eine Präzessionsamplitude, die mindestens 30 Mal kleiner als diejenige von  $m_x$  bzw.  $m_y$  ist. Die in Abschnitt 3.3.1 vorgenommene Vernachlässigung dieses Beitrags zum induzierten Signal  $U_{ind}$  ist damit quantitativ gerechtfertigt. Die gemäß Formel {34} für die PIMM-Messung entscheidende gemittelte Komponente  $m_y$  (blau) zeigt schließlich auch in der Simulation deutliche Abweichungen von einer gedämpften Sinusschwingung für kleine  $t$ .

Um diesen Kurvenverlauf mit dem gemessenen von Abb. 50 vergleichen zu können, muss gemäß Formel {34} nun noch die zeitliche Ableitung  $\frac{d}{dt}m_y$  gebildet werden:



**Abb. 53** Vergleich der errechneten gemittelten Komponente  $m_y$  aus Abb. 52 (hier blau die zeitliche Ableitung, zur Vergleichbarkeit negiert) mit der entsprechenden Messkurve aus Abb. 50 (hier grau): sehr gute qualitative Übereinstimmung der nicht-linearen Effekte.

Offensichtlich gibt die aus der Simulation gewonnene zeitliche Ableitung von  $m_y$  die deutlichen Abweichungen des gemessenen Signals  $U_{ind}$  von einer gedämpften Sinusschwingung qualitativ sehr gut wieder: Alle gemessenen Oszillationsmaxima und -minima werden durch die Simulation reproduziert, wobei die entsprechenden Ereignisse auch eng zeitlich korreliert sind. Die unterschiedlichen Oszillationsamplituden sind vermutlich auf die Verkleinerung des Py-Streifens um einen Faktor 10 in der Simulation zurückzuführen (s. o.).

Die Gegenüberstellung von Abb. 53 kann schließlich durch Anwenden der Fourier-Transformation auf den zeitlichen Verlauf der Signale auch quantitativ ausgewertet werden. Die Fourier-Transformation liefert Aussagen über die Frequenzanteile in den Oszillationen: In beiden Fällen ergeben sich 2 ausgeprägte Spitzen (*peaks*) in den Frequenzspektren. Der niederfrequente *peak* hat sowohl in dem gemessenen Signal als auch im simulierten Verlauf von  $\frac{d}{dt}m_y$  eine Frequenz von  $f = 1,1$  GHz, die der uniformen Mode (bzw. homogenen Präzession) im Zentrum des Py-Streifens zugeordnet werden kann (vgl. auch den Wert  $f_p = 1,2$  GHz der Präzessionsfrequenz aus dem „Fit“ für  $t > 0,8$  ns aus Abb. 50). Der höherfrequente *peak* liegt bei  $f = 2,3$  GHz für die Messkurve bzw.  $f = 2,1$  GHz für die Simulation und wird mit der 1. höheren Mode assoziiert, die die nicht uniforme Präzession bedingt.

Insgesamt lässt sich festhalten, dass die Simulation sowohl den zeitlichen Verlauf als auch das Modenspektrum des gemessenen Verlaufs von  $U_{ind}$  gut wiedergeben kann. Umgekehrt wird durch die gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment die Interpretation und Auswertung des Experiments mittels der in Abschnitt 3.1 dargelegten magnetischen Effekte und Einflüsse gerechtfertigt.

Zusammenfassend lassen sich aus den hier vorgestellten PIMM-Messungen an strukturierten Py-Rechtecken die folgenden für technische Anwendungen relevanten Erkenntnisse ziehen: Zum Einen liegt die Präzessionsfrequenz bei niedrigen *bias*-Feldern (bzw. extrapoliert im Nullfeld) zwischen 1,0 GHz und 2,0 GHz. Dadurch ist eine physikalische Grenze der Anstiegszeit bzw. der Bandbreite magnetoresistiver Bauelemente mit Py als weicher Detektionsschicht definiert (vgl. die Ausführungen zu Ende des Abschnitts 2.5.3). Zum Anderen wurde eine Erhöhung der effektiven Dämpfung für relativ kleine *bias*-Felder festgestellt und diskutiert. Dieser Effekt führt zu einem schnelleren Abklingen des Nachklingens, eine für technische Anwendungen günstige Tendenz. Die



bei großen Pulsamplituden detektierten und mittels mikromagnetischer Simulationen bestätigten nicht-linearen Effekte in mikrostrukturierten Py-Streifen eröffnen schließlich die Perspektive, das integrative Präzessionsverhalten der ferromagnetischen Schicht unmittelbar nach deren Anregung gezielt zu beeinflussen bzw. zu dimensionieren, z. B. im Hinblick auf eine Unterdrückung des ersten (und größten) „Überschwingers“ in Abb. 33 und Abb. 34.

### 3.4 VNA-FMR-Messungen an *Permalloy*

Um insbesondere den intrinsischen Dämpfungsparameter  $\alpha$  zuverlässig bestimmen zu können, wurde die im letzten Abschnitt 3.3 mittels der gepulsten induktiven Methode PIMM untersuchte Py-Schicht noch einer weiteren Messmethode unterzogen. Diese im Folgenden beschriebenen VNA-FMR-Messungen lassen aufgrund des exzellenten Signal-Rausch-Verhältnisses des Vektor-Netzwerkanalysators und der Möglichkeit, *bias*-Felder bis zu 1000 Oe anzulegen, die Möglichkeit der exakten Bestimmung intrinsischer Materialparameter erwarten. Der untersuchte Py-Streifen ist mit dem in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen identisch.

#### 3.4.1 Beschreibung der Messmethode und experimenteller Messaufbau

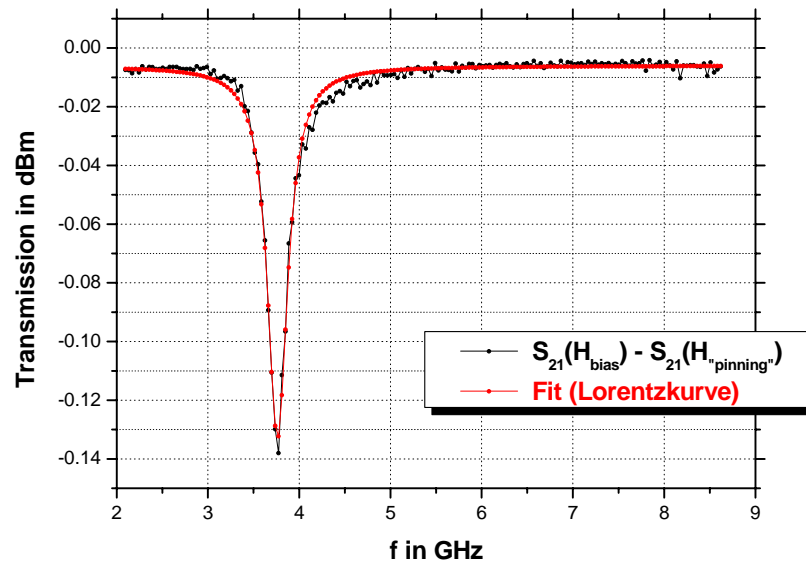
Das zentrale Messgerät der VNA-FMR-Methode stellt ein Vektor-Netzwerkanalysator (VNA) dar. Im vorliegenden Fall wurde das Modell E 8362A von *Agilent Technologies, Inc.* benutzt. Dieser VNA liefert eine sinusförmige Ausgangsspannung, deren Frequenz in einem weiten Bereich „durchgefahren“ werden kann (sog. *sweep*), hier von 45 MHz bis 20 GHz. Die Sinusspannung wird sodann in einen koplanaren Wellenleiter gemäß Abb. 38 eingekoppelt und erzeugt in der Folge ein sinusförmiges Magnetfeld, das die darunter liegende ferromagnetische Probe anregt. Wird nun bei einem festen *bias*-Feld die Anregungsfrequenz kontinuierlich erhöht, so kommt es u. U. bei einer oder mehreren Frequenzen zur ferromagnetischen Resonanz (FMR), d. h. zur Anregung von Präzessionen der magnetischen Momente innerhalb des Ferromagneten. Dieser absorbiert im Resonanzfall entsprechend Energie (die zur Aufrechterhaltung der Präzession dient), wodurch das transmittierte Signal eine geringere Amplitude und eine i. A. veränderte Phase im Vergleich zum Ausgangssignal besitzt. Dieser Vergleich wird durch Rückführung des transmittierten Signals in den VNA automatisch berechnet und die resultierende Transmissions- bzw. Absorptionskurve ausgegeben (s. z. B. Abb. 54).

Die Kontaktierung des koplanaren Wellenleiters erfolgt bei dieser Methode mittels breitbandiger (20 GHz) koplanarer Hochfrequenz-Spitzen der Firma *Cascade Microtech, Inc.* (Modell ACP 40-L). Der Magnetfelderzeugung dient hier im Gegensatz zu dem in Abb. 32 gezeigten Helmholtz-Spulenpaar ein 4-poliger Elektromagnet, dessen Pole nur etwa 1 cm vom Probenstück entfernt sind. Dadurch können Magnetfelder in beliebiger

Richtung bis zu einer Stärke von ca. 1000 Oe am Ort der Probe erzeugt werden. Auch bei den VNA-FMR-Messungen wurde durch ein großes Magnetfeld von etwa  $H_y = 800$  Oe ( $= H_{\text{pinning}}$ ) in y-Richtung (Geometrie von Abb. 41) eine Referenzmessung ohne magnetische Information aufgenommen, wobei hier jedoch im Gegensatz zu den Ausführungen gegen Ende des Abschnitts 3.3.1 nicht der Anregungspuls, sondern die nicht-magnetische Transmission  $S_{21}$  gemäß Abb. 40 (ganz oben) durch Differenzbildung aus dem Messsignal entfernt werden soll.

Es muss betont werden, dass ein VNA im Gegensatz zu einem Pulsgenerator eine viel geringere Ausgangsleistung besitzt: Bei den hier durchgeführten Messungen betrug diese nur 1,0 mW, entsprechend einer Stromamplitude im Wellenleiter von nur 6,3 mA. Dies entspricht nach Formel {4} wiederum einem maximalen Anregungsfeld von lediglich 2,0 Oe. Diese Tatsache rechtfertigt die Anwendung der Makrospin- sowie der Kleinwinkel-Näherung von Abschnitt 3.1 in besonderem Maße.

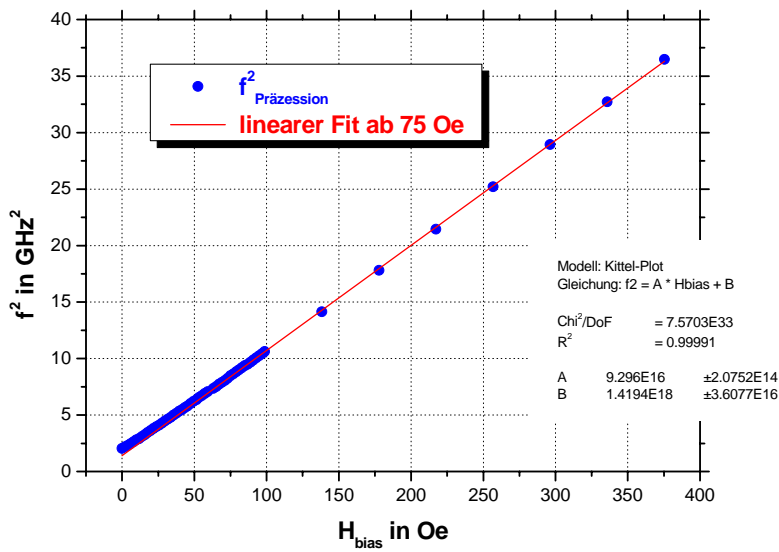
Die folgende Abbildung zeigt eine typische Transmissionskurve für den 20 nm dünnen Py-Streifen. Der Anpassung mittels einer Lorentzkurve liegt Formel {29} zugrunde.



**Abb. 54** Beispiel einer VNA-FMR-Messung bei einem  $bias$ -Feld von  $H_{bias} = 138$  Oe (schwarze Kurve; 15-fach gemittelt). Der Wert 0 dBm entspricht gemäß {33} 100 % Transmission. Die rote Kurve stellt den bestmöglichen „Fit“ einer Lorentzfunktion an die Messkurve dar: die resultierenden Fitparameter sind  $f_P = 3,8$  GHz für die Präzessions- bzw. Resonanzfrequenz und  $w = 0,27$  GHz ( $\pm 6$  %) für die Linienbreite.

### 3.4.2 Messungen mit *bias*-Feld in x-Richtung (= l. R.)

Für alle Betrachtungen soll wieder die Geometrie von Abb. 41 gelten (mit  $H_{\text{Sinus}}$  statt  $H_{\text{Puls}}$ ). Wiederholt man die Beispiel-Messung von Abb. 54 bei verschiedenen *bias*-Feldern  $H_{\text{bias}}$  in x-Richtung, also der l. R. des Py-Streifens, so wird wieder gemäß der Kittel-Formel {24} ein linearer Zusammenhang zwischen  $f_p^2$  und  $H_{\text{bias}}$  erwartet. Dies ist bis auf kleine Abweichungen bei sehr kleinen *bias*-Feldern in der Tat der Fall wie folgende Abbildung demonstriert (die Abweichungen werden im Zusammenhang mit Abb. 56 diskutiert):

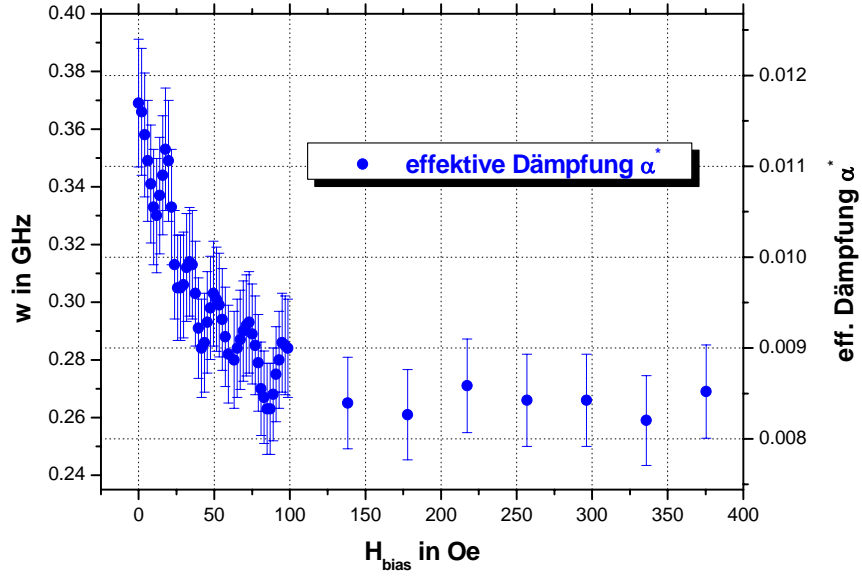


**Abb. 55** VNA-FMR-Messung in l. R.: „Kittel-Plot“ und linearer „Fit“ für  $H_{\text{bias}} \geq 75$  Oe.

Analog dem Vorgehen in Abschnitt 3.3.3 ergibt sich aus dem „Kittel-Plot“ mittels {36} die Sättigungsmagnetisierung zu  $M_S = (860 \pm 10)$  kA/m sowie die Summe der (uniaxialen) Anisotropien zu  $H_k^{Py} + H_k^{xy} = (15 \pm 1)$  Oe (wobei im vorliegenden Fall der mit 3 gültigen Ziffern berechnete Wert  $(\frac{\gamma_0}{2\pi})^2 = 1,35 \cdot 10^9 (\frac{\text{m}}{\text{As}})^2$  verwendet wurde). Der Wert für die Sättigungsmagnetisierung liegt also gut im typischen Bereich für Py und die Summe der Anisotropien gibt den aufgrund der DC-Betrachtungen in Abschnitt 3.3.2 erwarteten Wert von etwa 15 Oe sehr gut wieder. Die gute Übereinstimmung ist auf den im Vergleich zu den PIMM-Messungen deutlich erweiterten Bereich des *bias*-Feldes zu Werten bis knapp 400 Oe zurückzuführen.

Neben der Präzessionsfrequenz  $f_p$  wurde aus der in Abb. 55 gezeigten Messung für jeden Datenpunkt auch die Linienbreite  $w$  gewonnen. Mittels Formel {31} lässt sich daraus

jeweils der effektive Dämpfungsparameter  $\alpha^*$  berechnen und in ein gemeinsames Diagramm eintragen:



**Abb. 56** VNA-FMR-Messung in l. R.: Linienbreite sowie effektiver Dämpfungsparameter nach Formel {31} (Fehler von etwa  $\pm 6\%$ , s. Text).

Die eine Seite zuvor angegebene Unsicherheit der Werte für  $M_S$  und  $H_k^{Py} + H_k^{xy}$  liefert bei Eingang in Formel {31} einen Fehler von etwa  $\pm 1\%$  für  $\alpha^*$  (dieser allein wäre wegen der gestreckten y-Achse in Abb. 56 durchaus schon außerhalb der blauen Datenpunkte sichtbar - im Gegensatz zu Abb. 49). Der Hauptbeitrag von etwa  $\pm 5\%$  resultiert allerdings aus der Unsicherheit des „Fit“ (gemäß Abb. 54): Die dort sichtbare schwarze Messkurve ist nicht perfekt glatt, sondern weist über weite Bereiche eine oszillatorische Überstruktur auf (besonders gut sichtbar für  $t < 3,4$  ns und  $t > 4,0$  ns). Diese Überstruktur ist nicht vom *bias*-Feld abhängig und vermutlich auf nicht-perfekte Anpassung des koplanaren Wellenleiters zurückzuführen (auch wenn dieser eine Bandbreite von 20 GHz besitzt, ist er doch nicht mathematisch ideal angepasst). „Wandert“ nun der *peak* der Resonanz für steigendes *bias*-Feld  $H_{bias}$  nach rechts, so wird sukzessive ein Überstruktur-Minimum und anschließend ein -Maximum im absoluten Minimum der Resonanzkurve zu liegen kommen (Abb. 54 zeigt den ersteren Fall). Dies führt sodann zu dem in Abb. 56 sichtbaren oszillatorischen Verhalten der aus dem „Fit“ gewonnenen Linienbreite  $w$  (dieses Verhalten setzt sich auch durchaus über 100 Oe fort wie in einem 2. Experiment mit feinerer Schrittweite nachgewiesen werden konnte). Da die Oszillation von  $w$  eindeutig mit der Oszillation der

Überstruktur korreliert (ohne Bild), kann dieses Verhalten sicher als Artefakt der Auswertung angesehen und mittels des genannten Fehlers berücksichtigt werden.

Unter Berücksichtigung dieser Unsicherheit kann festgestellt werden, dass der effektive Dämpfungsparameter von  $\alpha^* = (0,012 \pm 0,001)$  bei sehr kleinen *bias*-Feldern kontinuierlich auf den ab etwa  $H_{bias} = 130$  Oe erreichten „Sättigungswert“ von  $\alpha^* = \alpha = (0,0085 \pm 0,001)$  absinkt. Die Tatsache, dass der Dämpfungsparameter für große *bias*-Felder im Rahmen der Messgenauigkeit konstant bleibt, deutet wieder auf die Detektion der rein intrinsischen Dämpfung hin, was ja auch durch den Zahlenwert in der Größenordnung 0,008 bestätigt wird.

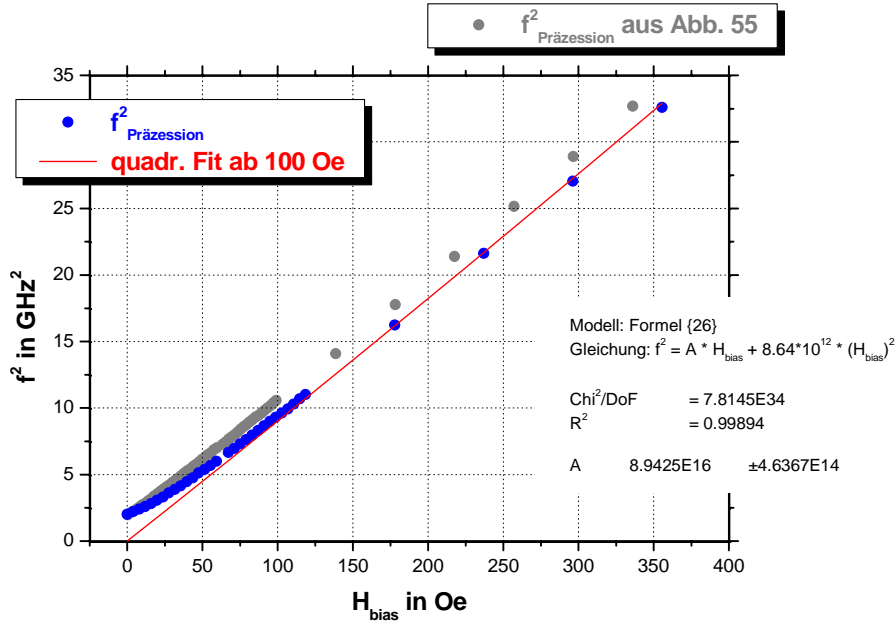
Es bleibt die Frage zu klären, warum für kleine *bias*-Felder eine Zunahme der Linienbreite bzw. der effektiven Dämpfung beobachtet wird. Dazu muss in Erinnerung gerufen werden, dass der real vorliegende Py-Streifen zum Einen vermutlich Defekte innerhalb der ferromagnetischen Schicht, zum Anderen aber vor allem an den 4 Rändern erhebliche Rauigkeiten aufweist (die Definition der Ränder mittels photo-lithographischer Methoden im Reinraum kann nur mit einer Genauigkeit in der Größenordnung von ca. 1  $\mu\text{m}$  vorgenommen werden). Aufgrund dieser Rauigkeiten und eventuellen Defekte wird die Ausrichtung der magnetischen Momente am Rand und in der Umgebung dieser Defekte in erster Linie durch das Bestreben nach Minimierung der Streufeldenergie dominiert sein (vgl. Abb. 51). Das bedeutet aber, dass der Py-Streifen für kleine *bias*-Felder auch im relaxierten Zustand (bei Anregung gemäß Abb. 51 ja ohnehin) nicht perfekt homogen magnetisiert ist und also Abweichungen von der Makrospin-Näherung resultieren (Anregung höherer Moden): Die vorhandene magnetische Unordnung führt zu einer Erhöhung der effektiven Dämpfung. In diesem Bild ist auch verständlich, dass  $\alpha^*$  für zunehmendes  $H_{bias}$  gegen  $\alpha$  strebt: Der Beitrag der Zeeman-Energie {9} dominiert zunehmend den Beitrag der Dipolfeldenergie {11} zur freien Energiedichte, wodurch die streng homogene Magnetisierung in x-Richtung schließlich energetisch bevorzugt ist.

Ein ähnliches Verhalten des effektiven Dämpfungsparameters  $\alpha^*$  bzw. der Zerfallsrate  $\frac{1}{\tau}$  (bei induktiven PIMM-Messungen) wurde auch bei Experimenten beobachtet, bei denen eine ausgedehnte (!) Py-Schicht vergleichbarer Dicke auf einen koplanaren Wellenleiter aufgebracht wurde (d. h. die lateralen Dimensionen der Py-Schicht sind in diesem Fall deutlich größer als die Mittelleiterbreite und die *gap*-Breite zusammen). Die Untersuchungen in [41], [42] und [15] zeigen jedoch im Gegensatz zu Abb. 56 bereits bei

einem *bias*-Feld von höchstens 20 – 30 Oe ein entsprechendes Sättigungsverhalten. Dies ist einerseits gut verständlich, da die oben diskutierte Erhöhung der effektiven Dämpfung aufgrund von Randeffekten bei ausgedehnten Schichten relativ klein ist (die Begrenzungen des Py-Streifens oben und unten sind im Vergleich zu den 4 Außenrändern sehr glatt und können daher bei Betrachtung der Randeffekte vernachlässigt werden). Wenn man nun aber andererseits Py-Proben guter Qualität mit geringer Defektdichte zugrunde legt bleibt die Frage, warum dann auch im Fall ausgedehnter Py-Schichten immerhin ein *bias*-Feld von  $H_{bias} = 20 - 30$  Oe nötig ist, um den „Sättigungswert“  $\alpha^* = \alpha$  zu erreichen. Dazu muss in Erinnerung gerufen werden, dass bei diesen Experimenten der magnetische Anregungspuls sehr inhomogen ist (vgl. Abb. 13; genaue Diskussion in [15]), wodurch nicht nur die uniforme Mode mit Wellenvektor  $\vec{k} = 0$  sondern auch höhere Moden (Spinwellen) mit  $\vec{k} \neq 0$  angeregt werden. Aufgrund der fehlenden lateralen Einschränkung können diese Spinwellen nun vom Ort der Anregung oberhalb des Mittelleiters des CPW nach außen propagieren, wodurch die effektive Dämpfung erhöht wird (das „Weglaufen“ der Spinwellen nach außen stellt einen weiteren Kanal für die Dissipation von Energie dar). Covington et al. konnten nun durch ein analytisches Modell zeigen, dass eben dieser Beitrag zur effektiven Dämpfung *bias*-Feld-abhängig ist und zwar in einem Maße, das genau das gemessene Verhalten von  $\alpha^*$  bzw.  $\frac{1}{\tau}$  (bzw.  $\tau$ , der Zerfallszeit, wie in jener Referenz) beschreibt ([53]): *„These data indicate that the decrease in the decay time occurs because finite k spin waves propagate away from the detection region of the CPW, which is field dependent ...”*.

#### 3.4.3 Messungen mit *bias*-Feld unter 45° zur x-Richtung bzw. l. R.

Um die Winkelabhängigkeit der Präzessionsfrequenz  $f_P$  zu untersuchen und gleichzeitig die theoretischen Betrachtungen aus Abschnitt 3.1 weiter zu überprüfen, wurde eine analoge Messung zu der in Abb. 55 gezeigten durchgeführt, diesmal aber mit dem *bias*-Feld unter 45° zur l. R. (Abb. 57). Klarerweise ergibt sich für  $H_{bias} \approx 0$  Oe eine Übereinstimmung der beiden Experimente. Für große  $H_{bias}$  verläuft der „Kittel-Plot“ für die 45°-Messung parallel zu den Datenpunkten aus Abb. 55 nach unten verschoben,  $f_P$  ist also stets kleiner. Für *bias*-Felder unter 100 Oe erhält man einen kontinuierlichen Übergang:



**Abb. 57** VNA-FMR-Messung unter 45° zur 1. R.: „Kittel-Plot“ und quadratischer „Fit“ gemäß Formel {26} für  $H_{\text{bias}} \geq 100$  Oe (rechts die entsprechende Funktionsgleichung sowie der resultierende Fitparameter  $A$ , s. Text unten). Zum Vergleich sind die entsprechenden Datenpunkte aus Abb. 55 eingetragen (grau).

Ein Vergleich der Formeln {24} (bisher verwendet) und {26} zeigt, dass der 1. Summand auf der rechten Seite in beiden identisch ist, der 2. Summand jedoch in {24} konstant und in {26} proportional zu  $H_{\text{bias}}^2$ . Die Proportionalitätskonstante für letzteren Summanden beträgt  $(\frac{\gamma_0}{2\pi})^2 = 1,35 \cdot 10^9 (\frac{\text{m}}{\text{As}})^2 = 8,64 \cdot 10^{12} (\frac{1}{\text{s Oe}})^2$  (dieser umgerechnete Wert geht in obige Funktionsgleichung ein, s. Abb. 57 rechts). Da dieser 2. Summand in {26} bei den hier angelegten  $\text{bias}$ -Feldern unter 400 Oe jedoch klein gegen den 1. ist (vgl. den Wert für  $A$ !), unterscheiden sich die beiden Formeln {24} und {26} näherungsweise nur durch den konstanten Term  $(\frac{\gamma_0}{2\pi})^2 M_S (H_k^{Py} + H_k^{xy})$ , was sich in der Parallelität der beiden Messkurven ausdrückt.

Aus dem Fitparameter  $A$  kann wieder mittels {36} die Sättigungsmagnetisierung bestimmt werden, die sich hier zu  $M_S = (830 \pm 10)$  kA/m errechnet, einem Wert, der sehr gut mit dem im vorherigen Abschnitt 3.4.2 bestimmten übereinstimmt. Formel {26} ist damit experimentell verifiziert.



Es muss betont werden, dass - wie bei der Herleitung erwähnt - Formel {26} nur für den Fall gilt, dass die Gleichgewichtslage der Magnetisierung ebenfalls die  $45^\circ$ -Richtung ist. Dies ist im vorliegenden Fall aufgrund der intrinsischen und der Formanisotropie mit jeweils l. R. in x-Richtung nur für relativ großes  $H_{bias}$  näherungsweise der Fall. Daher wurde die Anpassung in Abb. 57 erst ab einem  $bias$ -Feld von 100 Oe durchgeführt. Der kontinuierliche Übergang für kleinere  $H_{bias}$  erklärt sich aus der Richtung der Magnetisierung zwischen  $45^\circ$  und  $0^\circ$  (letzterer Fall tritt für  $H_{bias} \approx 0$  Oe ein und muss daher mit den Messwerten von Abb. 55 identisch sein).

Die Auftragung der Linienbreite  $w$  im vorliegenden „ $45^\circ$ -Fall“ gleicht derjenigen von Abb. 56 bis auf den „Sättigungswert“, der jetzt 0,24 GHz ( $\pm 6\%$ ) beträgt. Dies entspricht gemäß Formel {32} (die sich nur geringfügig von {31} unterscheidet) dem Wert  $\alpha^* = \alpha = (0,008 \pm 0,001)$  für den Dämpfungsparameter. Die gute Übereinstimmung mit dem im vorherigen Abschnitt 3.4.2 gefundenen Wert verifiziert Formel {32}. Ansonsten gilt obige Diskussion bzgl. des Sättigungsverhaltens von  $\alpha^*$  hier analog.

Zusammenfassend lassen sich aus den hier vorgestellten VNA-FMR-Messungen an strukturierten Py-Rechtecken (erneut) die folgenden für technische Anwendungen relevanten Erkenntnisse ziehen: Zum Einen liegt die Präzessionsfrequenz bei niedrigen  $bias$ -Feldern unter 2,0 GHz. Dadurch ist wie bereits oben erwähnt eine physikalische Grenze der Anstiegszeit bzw. der Bandbreite magnetoresistiver Bauelemente mit Py als weicher Detektionsschicht definiert (vgl. die Ausführungen zu Ende des Abschnitts 2.5.3). Zum Anderen wurde wieder eine Erhöhung der effektiven Dämpfung für relativ kleine  $bias$ -Felder festgestellt und diskutiert. Im Gegensatz zum vorherigen Abschnitt 3.3 kann diese Erhöhung jetzt quantifiziert werden (s. Abb. 56): Der effektive Dämpfungsparameter steigt um bis zu 50 % an, wenn das  $bias$ -Feld von über 100 Oe auf 0 Oe „heruntergefahren“ wird. Dieser Effekt führt zu einem deutlich schnelleren Abklingen des Nachklingelns, eine für technische Anwendungen sehr günstige Tendenz.

## 3.5 VNA-FMR-Messungen an epitaktischem Fe auf GaAs(001)

Epitaktisches Fe auf GaAs(001) spielt zwar für technologische Anwendungen aufgrund der aufwendigen Herstellung mittels Molekularstrahl-Epitaxie im Vergleich zu dem bisher ausschließlich betrachteten polykristallinen Py eine untergeordnete Rolle, jedoch wurde dieses System seit Jahren eingehend untersucht, da es vor allem bzgl. der Anisotropien eine Vielzahl interessanter Effekte zeigt (s. z. B. [35], [44], [45] und [54]). Es liegt daher nahe, dieses ferromagnetische System auch innerhalb der Magnetisierungsdynamik zu betrachten, um so die in der Vergangenheit gefundenen statischen Eigenschaften mit den entsprechenden Parametern der dynamischen Messungen in Beziehung zu setzen (s. den Theorieabschnitt 3.1). Außerdem demonstrieren die Messungen im Folgenden, dass die VNA-FMR-Methode durchaus in der Lage ist, auch dieses relativ hartmagnetische System in strukturierter Form (!) zu untersuchen (entsprechende PIMM-Messungen an dem im folgenden Abschnitt 3.5.1 vorgestellten Fe-Streifen scheiterten aufgrund des zu geringen Induktionssignals  $U_{ind}$  bzw. aufgrund des zu geringen Dynamikumfangs selbst des besten Oszilloskops).

### 3.5.1 Dimensionen und DC-Eigenschaften der untersuchten Fe-Schicht

Die hier untersuchte 25 nm dicke Fe-Schicht wurde auf undotiertem GaAs(001) mittels Molekularstrahl-Epitaxie hergestellt (im Hause). Durch eine mehrschrittige Vorbehandlung des Substrats ist es möglich, ultraglatte Fe-Schichten mit Rauigkeiten unter 1 nm herzustellen ([54], dort ist auch die Prozedur der Vorbehandlung explizit beschrieben). Als Oxidationsschutz dient eine 5 nm dicke Goldabdeckung. Mittels lithographischer Standard-Prozessierung (s. [58]) wurde aus dem ausgedehnten Schichtsystem ein nur  $10 \times 100 \mu\text{m}^2$  kleines Rechteck in der Mitte der  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  großen Probe herausgeätzt, über dem ein koplanarer Wellenleiter gemäß Abb. 38 mit dem Mittelleiter über dem Fe-Streifen aufgebracht wurde (s. Abb. 58 rechts). In diesem Fall ist also der Mittelleiter des CPW doppelt so breit wie der Fe-Streifen, wodurch eine sehr homogene Anregung über den gesamten Fe-Streifen hinweg gewährleistet ist (vgl. Abb. 13). Das Anregungsfeld ist nach Abb. 14 für den Abstand von lediglich ca. 5 nm Gold sicher maximal und nach Formel {4}

- hier exakt - durch  $H = \frac{I}{2w}$  gegeben.

Das mikrostrukturierte Fe-Rechteck hat in der Realität abgerundete Ecken. Für die Abschätzung der (uniaxialen) Formanisotropie mit der leichten Achse entlang der Rechtecklänge kann es daher durch ein sehr flaches Ellipsoid angenähert werden. In dieser Näherung ergibt sich völlig analog den Ausführungen in Abschnitt 2.5.1 (Formeln {7} und {8}) ein Anisotropiefeld von  $H_k^{xy} = 52 \text{ Oe}$  (aus  $N_x = 0,000068$ ,  $N_y = 0,002472$  und  $N_z = 0,997460$ ). Hierbei wurde für die Sättigungsmagnetisierung von Eisen der Wert  $M_S = 1730 \text{ kA/m}$  verwendet (aus [54], Tabelle 4.3).

Mittels des (longitudinalen) magneto-optischen Kerr-Effekts (MOKE) konnte an der ausgedehnten Schicht die Ausrichtung der intrinsischen l. R. der vierzähligen Kristall-Anisotropie in der späteren Streifenrichtung durch Aufnahmen einer nahezu perfekt rechteckigen Hysteresekurve mit einem Koerzitivfeld von  $H_c = (13,0 \pm 0,5) \text{ Oe}$  verifiziert werden. Die in den Formeln {13}, {16} und {18} diskutierten Anisotropien des Systems Fe/GaAs(001) wurden in den Arbeiten [44] bzw. [54] eingehend untersucht. Es können daher die für die vorliegende Dicke  $d = 25 \text{ nm}$  (entspricht 175 ML) resultierenden Werte für die entsprechenden Anisotropiekonstanten zitiert werden: Abb. 4.8 in [44] liefert für die senkrechte Anisotropie ein effektives Anisotropiefeld von  $(3,7 \pm 1,4) \text{ kOe}$ , welches

gemäß  $H_k = \frac{2 K_U}{\mu_0 M_S}$  einer effektiven senkrechten Anisotropiekonstante von

$$K_U^\perp = (320 \pm 120) \frac{\text{kJ}}{\text{m}^3} \text{ entspricht (wobei hier ca. 90 \% durch den Volumenanteil und ca.}$$

10 \% durch den Grenzflächenanteil bedingt sind). Tabelle 8.2 in [54] liefert zusammen mit

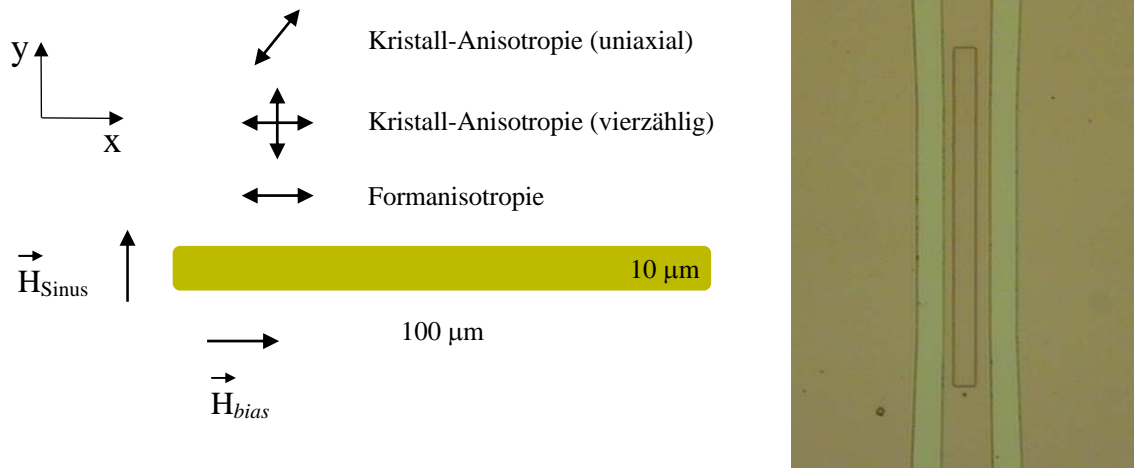
Formel {8.2} für die uniaxiale Anisotropiekonstante den Wert  $K_U^{\text{Fe}} = 5,2 \frac{\text{kJ}}{\text{m}^3}$ . Schließlich

ergibt sich aus derselben Tabelle zusammen mit Formel {8.1} die effektive

Anisotropiekonstante  $K_I$  der vierzähligen Anisotropie zu  $K_I = (39 \pm 2) \frac{\text{kJ}}{\text{m}^3}$  (wobei hier der

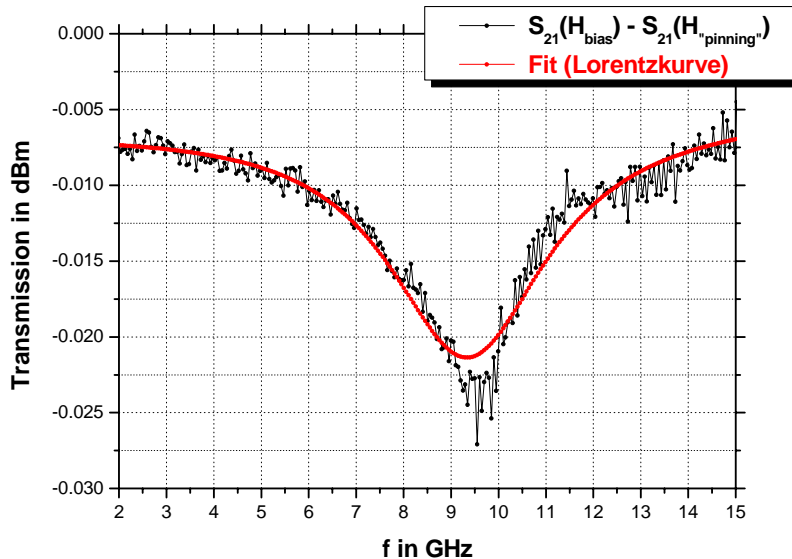
Volumenanteil dominiert; der Grenzflächenanteil spielt bei der vorliegenden Dicke kaum eine Rolle, ist aber eingerechnet).

Die folgende Abbildung veranschaulicht die diskutierten Anisotropien unter Angleichung an das Koordinatensystem von Abb. 36:



**Abb. 58** Vorzugsrichtungen (leichte Achsen) sowie Richtungen der beteiligten externen Felder bzgl. des untersuchten Fe-Streifens (links) und Fotografie des strukturierten koplanaren Wellenleiters oberhalb des in der Mitte sichtbaren Fe-Streifens (rechts; Bild um 90° gedreht).

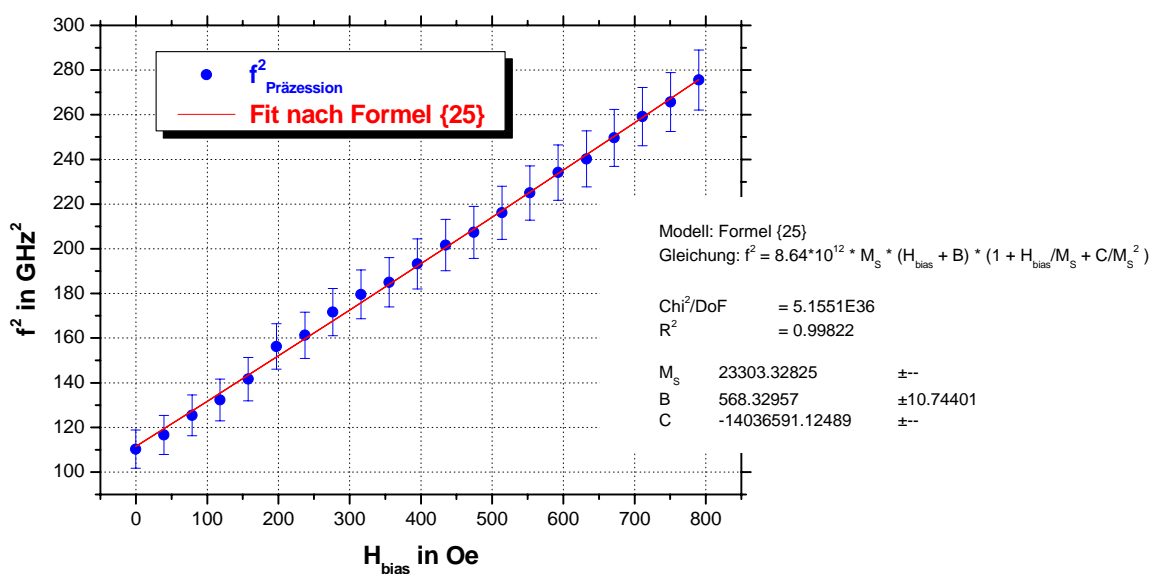
Abb. 59 zeigt schließlich eine typische Transmissionskurve für den 25 nm dicken Fe-Streifen. Der Anpassung mittels einer Lorentzkurve liegt wieder Formel {29} zugrunde.



**Abb. 59** Beispiel einer VNA-FMR-Messung für 25 nm Fe/GaAs(001) bei einem *bias*-Feld von  $H_{bias} = 620$  Oe unter 45° zur x-Richtung (schwarze Kurve; 10-fach gemittelt). Die rote Kurve stellt den „Fit“ einer Lorentzfunktion an die Messkurve dar: die resultierenden Fitparameter sind  $f_p = (9,3 \pm 0,4)$  GHz für die Resonanzfrequenz und  $w = 3,1$  GHz ( $\pm 25$  %) für die Linienbreite.

Beim Vergleich mit Abb. 54 fällt sofort auf, dass im vorliegenden Fall das Messsignal wesentlich kleiner als für den in Abschnitt 3.4 untersuchten Py-Streifen ist. Dies ist auf die kleineren lateralen Abmessungen des Fe-Streifens zurückzuführen. Konkret beträgt die Absorption in Abb. 54 0,139 dBm im Gegensatz zu nur 0,025 dBm in Abb. 59, entsprechend einer absoluten Absorption von 1,59 % versus 0,29 % (mit {33}). Die Absorption ist also etwa um einen Faktor 5,5 kleiner als bei den Py-Messungen, wodurch sich das erhöhte Signal-Rausch-Verhältnis erklärt. Außerdem bedingt das kleine Messsignal eine beträchtliche Unsicherheit bei der Kurvenanpassung: Die Bestimmung der Präzessionsfrequenz  $f_P$  ist daher mit einem Fehler von  $\pm 0,4$  GHz behaftet, für die Linienbreite  $w$  gilt ein Fehler von  $\pm 25$  %.

#### 3.5.2 Messungen mit *bias*-Feld in x-Richtung (= l. R. der vierzähligen Anisotropie) - Grenzflächeneffekte



**Abb. 60** VNA-FMR-Messung in x-Richtung: „Kittel-Plot“ und „Fit“ nach Formel {25} (rechts unten die entsprechende Funktionsgleichung sowie die resultierenden Fitparameter; zum 1. Faktor  $8,64 \cdot 10^{12}$  s. die Bemerkung nach Abb. 57; für Fe gilt ebenfalls der g-Faktor von  $g = 2,1$ , s. [55]). Der Fehler für  $M_s$  und  $C$  liegt in der Größenordnung  $\pm 10$  % (dieser wurde vom Programm *Origin* nicht ausgegeben, da die beiden Parameter voneinander abhängen).

Obige Abbildung wurde analog der Beschreibung in Abschnitt 3.4.2 gewonnen. Aus dem

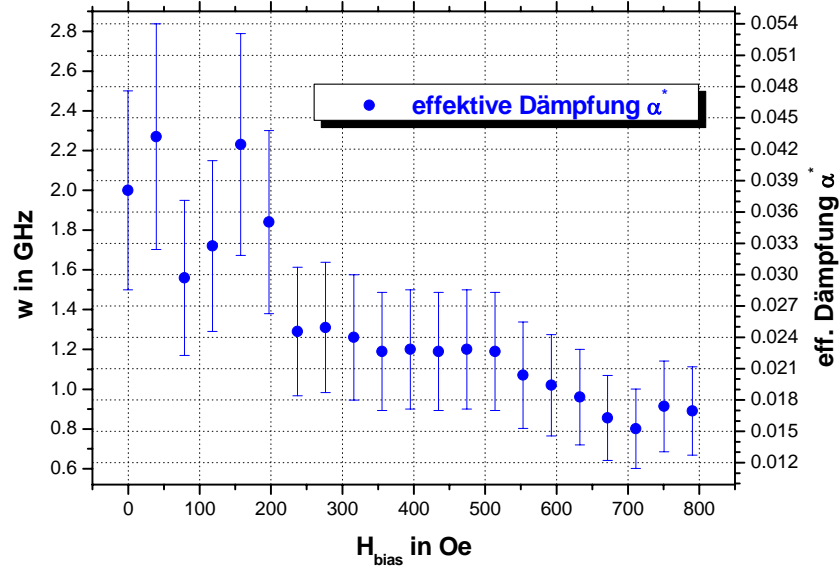
„Fit“ ergibt sich unmittelbar der Wert für die Sättigungsmagnetisierung zu (umgerechnet)  $M_S = (1900 \pm 200)$  kA/m, der im Rahmen der Messgenauigkeit mit dem oben eingeführten Literaturwert übereinstimmt. Durch Identifizieren der Fitparameter  $B$  und  $C$  mit den entsprechenden Größen aus {25} lassen sich die Anisotropien des betrachteten Systems abschätzen:

$$\begin{aligned} B &= \frac{2K_1}{\mu_0 M_s} + H_k^{xy} \\ C &= 2 \frac{K_1 - K_U^\perp}{\mu_0} \end{aligned} \quad \{37\}$$

Aus  $B$  ergibt sich mittels der (berechneten) Formanisotropie-Abschätzung  $H_k^{xy} = 52$  Oe und  $M_S = 1730$  kA/m für die effektive Anisotropiekonstante der vierzähligen Kristall-Anisotropie ein Wert von  $K_1 = (45 \pm 1) \frac{\text{kJ}}{\text{m}^3}$ , der gut in der Größenordnung des oben angegebenen Literaturwerts von  $K_1 = (39 \pm 2) \frac{\text{kJ}}{\text{m}^3}$  liegt (man beachte, dass die Abschätzung der Formanisotropie aufgrund der Näherung des Rechtecks als Ellipsoid immer einen weiteren Fehler beinhaltet). Hiermit ergibt sich aus  $C$  für die effektive Anisotropiekonstante der senkrechten Anisotropie ein Wert von  $K_U^\perp = (100 \pm 10) \frac{\text{kJ}}{\text{m}^3}$ .

Dieser ist selbst innerhalb der Fehlergrenzen um einen Faktor 2 kleiner als der oben angegebene Literaturwert. Die Ursache dieser Reduktion der senkrechten Anisotropie konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht aufgeklärt werden; die geringfügige Reduktion des Entmagnetisierungsfaktors  $N_z$  von der Näherung  $N_z = 1$  auf  $N_z = 0,997460$  (s. o.) ist jedoch sicher nicht geeignet, diesen Effekt zu erklären. Aufgrund der Strukturierung der Probe sind außerdem auch keine MOKE-Messungen mehr möglich, da sich der Fe-Streifen ja unterhalb der 350 nm dicken Leiterbahn befindet, was die Eindringtiefe des Laserlichts bei Weitem übersteigt.

Neben der Präzessionsfrequenz  $f_P$  wurde aus der in Abb. 60 gezeigten Messung für jeden Datenpunkt auch die Linienbreite  $w$  gewonnen. Mittels Formel {31} lässt sich daraus jeweils der effektive Dämpfungsparameter  $\alpha^*$  berechnen und in ein gemeinsames Diagramm eintragen:



**Abb. 61** VNA-FMR-Messung in x-Richtung: Linienbreite sowie effektiver Dämpfungsparameter nach Formel {31} (Fehlerangabe für  $w$ :  $\pm 25\%$ , s. Abschnitt 3.5.1).

Offensichtlich ergibt sich für Fe/GaAs(001) ein ähnliches Verhalten der Linienbreite  $w$  wie in Abb. 56 für Py gesehen: Während für kleine  $bias$ -Felder ein erhöhter und stark streuender Wert für  $w$  zu beobachten ist, stellt man ab einem bestimmten  $bias$ -Feld, hier im Rahmen der Fehlergrenzen ab etwa  $H_{bias} = 230$  Oe, ein Sättigungsverhalten fest. Der „Sättigungswert“ für den effektiven Dämpfungsparameter errechnet sich mit  $\frac{\gamma_0}{2\pi} = 3,67 \cdot 10^4 \frac{m}{As}$ ,  $M_S = 1730$  kA/m,  $K_U^\perp = (320 \pm 120) \frac{kJ}{m^3}$  und der Abschätzung  $H_k^{xy} = 52$  Oe aus Formel {31} zu  $\alpha^* = (0,019 \pm 0,009)$  (wobei der größte Teil des Fehlers aus den Fehlerbalken in obiger Abbildung resultiert).

Die erhöhte effektive Dämpfung für kleine  $bias$ -Felder bzw. das Erreichen einer Sättigung wurde bereits in Abschnitt 3.4.2 diskutiert. Vergleicht man nun aber den hier erhaltenen „Sättigungswert“  $\alpha^* = (0,019 \pm 0,009)$  mit dem aus konventionellen FMR-Messungen gewonnenen Wert  $\alpha = (0,0038 \pm 0,0002)$  für die intrinsische Dämpfung einer 16 ML (2,2 nm) dünnen epitaktischen Fe/GaAs(001)-Schicht (aus [56], Kapitel III, Abschnitt A), so ist im vorliegenden Fall eine Erhöhung des effektiven Dämpfungsparameters um einen Faktor 5 festzustellen.

Um diesen Sachverhalt aufzuklären, muss die in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Herstellung der verwendeten koplanaren Wellenleiter im Detail betrachtet werden: Aus dem per Molekularstrahl-Epitaxie hergestellten Schichtsystem  $Au_5/Fe_{25}/GaAs(001)$  wird zunächst

das  $10 \times 100 \mu\text{m}^2$  große Rechteck herausgeätzt. Danach wird mittels der Standard-Lithographie-Verfahren Belacken, Belichten und Entwickeln eine zu Abb. 38 inverse (!) Lackstruktur definiert: Oberhalb des Fe-Rechtecks befindet sich also in der Folge kein Photolack. Anschließend wird in einer Aufdampf-Anlage das Schichtsystem  $\text{Cr}_{15}/\text{Au}_{350}/\text{Cr}_{15}$  aufgebracht (zur Rolle des Cr als Haftvermittler s. das Ende von Abschnitt 3.2.1). Entscheidend ist nun, dass vor Beginn des Aufdampfprozesses die gesamte Probe durch 2-3-minütiges Ar-Ionen-Ätzen gereinigt wird. Dadurch wird die relativ weiche Au-Abdeckung vollständig entfernt und in der Folge der Haftvermittler Cr direkt (!) auf die Oberseite des Fe aufgedampft: Es entsteht eine neue obere Grenzfläche, so dass also in der Tat das System Cr/Fe/GaAs(001) untersucht wurde.

Der angegebene Wert  $\alpha = (0,0038 \pm 0,0002)$  für die intrinsische Dämpfung aus [56] wurde nun an dem (Standard-)System Au/Fe/GaAs(001) bestimmt: Es ist bekannt, dass die Au-Abdeckung keinerlei Einfluss auf das Dämpfungsverhalten einer benachbarten ferromagnetischen Schicht hat ([47], [56]). Woltersdorf et al. führen allerdings in [56] auch Vergleichsmessungen an dem modifizierten System Cr/Fe/GaAs(001) an (wobei dort eine 20 ML dünne Cr-Abdeckung aufgebracht wurde). Mittels zeitaufgelöster MOKE-Messungen wurde dort der effektive Dämpfungsparameter zu  $\alpha^* = (0,021 \pm 0,005)$  bestimmt (FIG. 4 in [56]), der sehr gut mit dem aus Abb. 61 erhaltenen „Sättigungswert“  $\alpha^* = (0,019 \pm 0,009)$  übereinstimmt. Somit ist der Nachweis erbracht, dass die effektive Dämpfung durch Aufbringen einer Cr-Abdeckung um etwa einen Faktor 5 im Vergleich zu dem Fall einer Au-Abdeckung erhöht werden kann. (Es soll angemerkt werden, dass bei der zitierten Messung im Fall des dort maximal angelegten *bias*-Felds von 750 Oe eine Reduktion der effektiven Dämpfung um etwa 50 % beobachtet wurde. Dies könnte mit der in Abb. 61 sichtbaren Tendenz zu kleineren Linienbreiten ab  $H_{\text{bias}} = 550$  Oe korrelieren. Aufgrund der Fehlergrenzen kann jedoch kein fundierter Vergleich angestellt werden.)

Als Ursache für die erhöhte Dämpfung des Systems Cr/Fe/GaAs(001) gilt die 2-Magnonen-Streuung, d. h. die resonante Präzessionsmode mit i. A.  $k = 0$  (uniforme Mode) streut in andere Magnonen mit der gleichen Frequenz ([57]). In ultradünnen Filmen wird die 2-Magnonen-Streuung hauptsächlich auf laterale Variationen in der senkrechten uniaxialen Anisotropie (aufgrund der Grenzflächen-Rauhigkeiten) zurückgeführt ([57]). Ebenso tragen magnetische Defekte zur 2-Magnonen-Streuung bei. Für eine eingehende Diskussion der 2-Magnonen-Streuung sei jedoch auf die angegebenen Referenzen verwiesen.



Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass mittels der VNA-FMR-Methode die hier vorliegende lateral stark eingeschränkte epitaktische Fe/GaAs(001)-Struktur erfolgreich dynamisch untersucht werden konnte. Die aus den dynamischen Messungen erhaltenen Materialparameter stimmen im Rahmen der Fehlergrenzen mit den entsprechenden Literaturwerten überein (mit Ausnahme der senkrechten Anisotropiekonstante). Das Signal-Rausch-Verhältnis in Abb. 59 zeigt allerdings, dass bei weiterer Reduzierung der Dimensionen auch diese Methode an ihre Auflösungsgrenze stößt. Als Herausforderung für die Zukunft stellt sich die Aufgabe, durch weitere Verbesserungen der Methode wesentlich kleinere Strukturen untersuchen zu können, bei denen die Formanisotropie eine größere Rolle spielt als im hier vorliegenden Fall.

Auch wenn epitaktisches Fe auf GaAs(001) für technologische Anwendungen aufgrund der aufwendigen Herstellung mittels Molekularstrahl-Epitaxie im Vergleich zu dem polykristallinen Py im Moment eine untergeordnete Rolle spielt, ist es doch für ultraschnelle magnetoresistive Bauelemente in Fällen in Betracht zu ziehen, in denen eine Bandbreite über 10 GHz gewünscht wird: Zum Einen liegt die Präzessionsfrequenz von Fe/GaAs(001) stets über 10 GHz (s. Abb. 60), zum Anderen liegt der effektive Dämpfungsparameter im Fall der Cr/Fe-Grenzfläche weit über entsprechenden Werten für Py (s. Abb. 61). Diese physikalischen Gegebenheiten eröffnen die Perspektive zur Konzeption wesentlich schnellerer magnetoresistiver Bauelemente als der derzeit verfügbaren.



## 4 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit hatte zum Ziel, das dynamische Verhalten von Magneto-Kopplern zu untersuchen sowie die Magnetisierungsdynamik ferromagnetischer Nano-Schichten, die die wesentliche Komponente für die Funktion dieses Bauelements darstellen.

Insbesondere interessierten die Übertragungseigenschaften und die maximale Bandbreite verschiedener Koppler-Typen: Ausgehend von kommerziell erhältlichen Kopplern, deren Bandbreite auf etwa 100 MHz begrenzt ist, konnte an Magneto-Koppler-Prototypen der Firma Siemens AG, Erlangen eine Bandbreite von 875 MHz nachgewiesen werden. Durch Anlegen eines externen Magnetfelds konnte zudem eine nahezu lineare Signalübertragung realisiert werden. Die Induktivität der stromführenden Mikro-Spule wurde als Ursache für die Bandbreiten-Begrenzung identifiziert. An einem an  $50\ \Omega$  angepassten Magneto-Koppler, der koplanare Wellenleiter zur Signalführung verwendet, konnte schließlich eine Bandbreite von 1,2 GHz auch ohne weitere externe Magnetfelder realisiert werden. In diesem Zusammenhang wurde auch diskutiert, dass dieser Wert für den i. A. als Detektionsschicht verwendeten Ferromagneten *Permalloy* nicht mehr wesentlich gesteigert werden kann, da dessen Präzessionsfrequenz im Nullfeld im Bereich 1 – 2 GHz liegt.

Der Zusammenhang der Übertragungseigenschaften von Magneto-Kopplern (und anderen auf magnetoresistiven Effekten basierenden Technologien wie z. B. Festplattenleseköpfe oder der MRAM-Datenspeicher) mit den grundlegenden dynamischen Eigenschaften der entsprechenden ferromagnetischen Nano-Schichten motivierte die Untersuchung der Magnetisierungsdynamik von ultradünnen Py- und Fe/GaAs(001)-Schichten. Es gelang, koplanare Wellenleiter mit einer Bandbreite von mindestens 20 GHz herzustellen, so dass Limitierungen des Frequenzbereichs aufgrund des experimentellen Messaufbaus bei der Frequenz der beobachteten Effekte keine Rolle mehr spielten. Mittels der induktiven Methode PIMM wurde sodann die Präzession der Magnetisierung um das effektive Magnetfeld detektiert. Die Abhängigkeit der Präzessionsfrequenz von einem externen Magnetfeld lieferte Aussagen über die Sättigungsmagnetisierung und die beteiligten magnetischen Anisotropien. Außerdem konnte das Abklingverhalten der Präzession untersucht und das Unterdrücken des Nachklingelns durch geeignete Wahl der Breite des Anregungspulses demonstriert werden. Bei Anregung mit Pulsen relativ großer Amplitude wurde die Magnetisierung um sehr große Winkel aus der Gleichgewichtslage ausgelenkt:

Die entsprechenden nicht-linearen Effekte konnten detektiert und durch mikromagnetische Simulationen verifiziert werden. Mittels der die konventionelle FMR-Methode modifizierenden VNA-FMR-Methode konnten sodann die Sättigungsmagnetisierung und die beteiligten magnetischen Anisotropien von Py- und Fe/GaAs(001)-Schichten mit erhöhter Genauigkeit bestimmt werden. Vor allem aber erlaubte diese Methode die Detektion des intrinsischen Dämpfungsparameters: entsprechende Literaturwerte konnten exakt verifiziert werden.

Die gewonnenen Erkenntnisse liefern einen Beitrag zur weiteren Optimierung ultraschneller Bauelemente auf Basis magnetoresistiver Effekte. Zwar ist das Phänomen der ferromagnetischen Resonanz bzw. das Präzessionsverhalten magnetischer Momente seit Jahrzehnten bekannt (s. z. B. [36]), jedoch wurde die Detektion dieser Effekte erst mit entsprechend breitbandigen Messgeräten möglich. So ist es im Zusammenhang der immer größeren Anforderungen an die Informationsübertragung nicht verwunderlich, dass die Magnetisierungsdynamik gerade in den letzten Jahren ein enormes Forschungsinteresse weckte.

Im Speziellen zeigt sich, dass der Magneto-Koppler durch geeignete Wahl der Vorzugsrichtungen und Kopplungs-Effekte sowie der Richtung des Magnetfeldpulses ein für die ultraschnelle Signalübertragung besonders geeignetes Bauelement darstellt. Es kann eine Bandbreite über 1 GHz erreicht werden, ein für die galvanisch getrennte Signalübertragung innerhalb heutiger Netzwerke sicher ausreichender Wert. Es konnte somit der Nachweis erbracht werden, dass die Technologie des Magneto-Kopplers eine vielversprechende Alternative zu bestehenden Koppler-Technologien darstellt, die zudem monolithisch integrierbar ist und relativ kostengünstig realisiert werden kann.

Die Zukunftsperspektiven von Magneto-Kopplern sowie magnetoelektronischen Bauelementen im Allgemeinen werden von der Industrie in der Tat als sehr vielversprechend eingeschätzt ([1], [3]). Dr. G. Rieger, Hauptansprechpartner innerhalb der Kooperation der Universität Regensburg mit der Firma Siemens AG, Erlangen bzgl. der Magneto-Koppler-Prototypen, formuliert in [3] folgenden Ausblick: „Der Nachweis der Machbarkeit von digitalen und linearen Magneto-Koppler-Bauelementen für hohe Frequenzen auf Basis der GMR-Technologie trägt zur Stärkung der Technologie-Plattform und zur Erweiterung des Einsatzspektrums magnetoelektronischer Bauelemente bei. Die sich ergebende Perspektive des Aufbaus mehrkanaliger Kopplerbauelemente sowie der Integrationsmöglichkeit für weitere Funktionen unterstreicht die Zukunftsfähigkeit der

Technologie. Die zuverlässige und reproduzierbare Herstellung von Schichtsystemen mit einstellbarer, linearer Kennlinie kann darüber hinaus zum Ausgangspunkt für weitere interessante Bauelemente, z. B. GMR-basierte Stromsensoren, werden. Während sich die industrielle Fertigung von Sensoren für spezifische Einzelanwendungen aufgrund hoher Investitionen für Schichtabscheidung und Prozessierung insbesondere in kleinen Unternehmen schwierig gestalten kann, eröffnet die zunehmende Etablierung der GMR-/TMR-Technologie in der Halbleitertechnik viele Synergien, sowohl bei der Prozessierung als auch der weiteren Integration von Auswerteelektronik oder der Verknüpfung mit anderen Halbleiterbauelementen, z. B. der Leistungselektronik. Es kann daher mit einer nachhaltig erfolgreichen Umsetzung der Forschungs- und Entwicklungsergebnisse bei magnetoelektronischen Bauelementen gerechnet werden.“



## Literaturverzeichnis

- [1] J. Myers, *Magnetic Couplers in Industrial Systems*, sensors online **19**, no. 3 (2002).
- [2] J. Hauch, G. Rieger, M. Munz (Siemens AG, Erlangen), persönliche Mitteilung.
- [3] G. Rieger, J. Dreßen, *Magnetokoppler zur hochfrequenten Signalübertragung zwischen galvanisch getrennten Baugruppen*, VDI Technologiezentrum, INFOPHYSTECH, Publikation Nr. 48.
- [4] Datenblatt *High Speed Digital Coupler IL 710*, *Nonvolatile Electronics, Inc.*, einzusehen unter: <http://www.nve.com/isopdf/il710.pdf>.
- [5] Informationsschrift *Low Voltage Differential Signal (LVDS)*, Fraunhofer-Institut Photonische Mikrosysteme (2003), einzusehen unter: [http://www.ipms.fraunhofer.de/products/dsc/lvds\\_d.shtml](http://www.ipms.fraunhofer.de/products/dsc/lvds_d.shtml).
- [6] Informationsschrift *ADuM1100 Digital Isolator*, *Analog Devices, Inc.* (2003), einzusehen unter: [http://www.analog.com/UploadedFiles/Product\\_Highlights/399063368067212663ADuM1100\\_Final.pdf](http://www.analog.com/UploadedFiles/Product_Highlights/399063368067212663ADuM1100_Final.pdf).
- [7] Datenblatt *iCoupler Digital Isolator ADuM1100*, *Analog Devices, Inc.*, einzusehen unter: [http://www.analog.com/UploadedFiles/Data\\_Sheets/3427215534762ADuM1100\\_e.pdf](http://www.analog.com/UploadedFiles/Data_Sheets/3427215534762ADuM1100_e.pdf).
- [8] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, Addison-Wesley Publishing Company, New York (1990).
- [9] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friedrich, J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [10] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
- [11] R. L. White, *Giant magnetoresistance: A Primer*, *IEEE Trans. Magn.* **28**, 2482 (1992).
- [12] J. F. Gregg, I. Petej, E. Jouguelet, C. Dennis, *Spin electronics – a review*, *J. Phys. D* **35**, R121 (2002).
- [13] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, D. Mauri,

- Phys. Rev. B **43**, 1297 (1991).
- [14] K. Ludwig, J. Hauch, R. Mattheis, K.-U. Barholz, G. Rieger, *Sensors and Actuators A* **106**, 15 (2003).
  - [15] T. Martin, *Messung der ultraschnellen Magnetisierungsdynamik mit einem induktiven Mikrowellenmagnetometer*, Diplomarbeit, Lehrstuhl Back, Universität Regensburg (2004).
  - [16] C. Gerthsen, H. Vogel, *Gerthsen Physik*, Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 19. Aufl. (1997).
  - [17] R. Kinder stellte dankenswerterweise sein selbstgeschriebenes C-Programm *current\_field.c* zur Verfügung.
  - [18] T. Silva (NIST, Boulder, Colorado, USA), persönliche Mitteilung.
  - [19] S. Ganzer, G. Bayreuther, J. Hauch, G. Rieger, *J. Appl. Phys.* **93**, 6867 (2003).
  - [20] J. Miltat, G. Albuquerque, A. Thiaville, *An Introduction to Micromagnetics in the Dynamic Regime*, in: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*, B. Hillebrands, K. Ounadjela (Hrsg.), Berlin, Heidelberg: Springer Verlag (2002).
  - [21] Informationsschrift *XYZs of Oscilloscopes*, Tektronics, Inc. (2001).
  - [22] N. D. Rizzo, T. J. Silva, A. B. Kos, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4876 (1999).
  - [23] W. K. Hiebert, G. E. Ballentine, L. Lagae, R. W. Hunt, M. R. Freeman, *J. Appl. Phys.* **92**, 392 (2002).
  - [24] H. W. Schumacher, C. Chappert, P. Crozat, R. C. Sousa, P. P. Freitas, *J. Appl. Phys.* **91**, 8043 (2002).
  - [25] J. A. Osborn, *Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid*, *Phys. Rev.* **67**, 351 (1945).
  - [26] R. Höllinger, *Statische und dynamische Eigenschaften von ferromagnetischen Nano-Teilchen*, Dissertation, Lehrstuhl Back, Universität Regensburg (2004).
  - [27] C.-G. Lee, J.-G. Jung, R. D. McMichael, R. A. Fry, A. Chen, W. F. Egelhoff, V. S. Gornakov, *J. Appl. Phys.* **91**, 8566 (2002).
  - [28] H. W. Schumacher, C. Chappert, P. Crozat, R. C. Sousa, P. P. Freitas, M. Bauer,



- Appl. Phys. Lett. **80**, 3781 (2002).
- [29] H. W. Schumacher, C. Chappert, R. C. Sousa, P. P. Freitas, J. Miltat, Phys. Rev. Lett. **90**, 017204 (2003).
- [30] H. W. Schumacher, C. Chappert, R. C. Sousa, P. P. Freitas, Appl. Phys. Lett. **83**, 2205 (2003).
- [31] J. Langer, R. Mattheis, B. Ocker, W. Maaß, S. Senz, D. Hesse, J. Kräußlich, J. Appl. Phys. **90**, 5126 (2001).
- [32] S. O. Demokritov, B. Hillebrands, *Spinwaves in Laterally Confined Magnetic Structures*, B. Hillebrands, K. Ounadjela (Hrsg.), Berlin, Heidelberg: Springer Verlag (2002).
- [33] M. Dumm, F. Bensch, R. Moosbühler, M. Zölfl, M. Brockmann, G. Bayreuther, *Epitaxy and Magnetism of Fe and FeCo on GaAs (001): Growth, Onset of Ferromagnetism and Magnetic Anisotropies*, in: *Magnetic Storage Systems Beyond 2000*, G. C. Hadjipanayis (Hrsg.), Kluwer Academic Publishers (2001).
- [34] Ch. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, München, Wien: Oldenbourg Verlag, 13. Auflage (2002).
- [35] M. Zölfl, *Eisen auf Gallium-Arsenid: Epitaxie, Magnetismus und Transport*, Dissertation, Lehrstuhl Hoffmann, Universität Regensburg (2001).
- [36] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, Phys. Zs. Soviet Union **8**, 153 (1935).
- [37] S. V. Vonsovskii, *Ferromagnetic Resonance*, Oxford, London: Pergamon Press (1966).
- [38] I. Wolff, *Einführung in die Mikrostrip-Leitungstechnik*, Aachen: Verlag H. Wolff, 4. Auflage (2. Auflage: 1978).
- [39] *Download* des Programms *TX-Line* unter: <http://www.mwoffice.com/products/txline.html>.
- [40] W. Heinrich, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **41** (1) (1993).
- [41] T. J. Silva, C. S. Lee, T. M. Crawford, C. T. Rogers, J. Appl. Phys. **85**, 7849 (1999).
- [42] R. Hartl, *Magnetisierungsdynamik ferromagnetischer Mikrostrukturen*, Diplom-

arbeit, Lehrstuhl Back, Universität Regensburg (2003).

- [43] A. B. Kos, T. J. Silva, P. Kabos, *Review of Scientific Instruments* **73**, 3536 (2002).
- [44] F. Bammes, *Polarer magneto-optischer Kerr-Effekt: Aufbau einer Messapparatur und Untersuchung ultradünner Eisenschichten*, Zulassungsarbeit, Lehrstuhl Hoffmann, Universität Regensburg (1999).
- [45] F. Bensch, *Der magnetische Phasenübergang und das Einsetzen des Ferromagnetismus bei dünnen Eisenschichten auf Galliumarsenid*, Dissertation, Lehrstuhl Hoffmann, Universität Regensburg (2001).
- [46] M. H. Seavey, P. E. Tannenwald, *J. Appl. Phys.* **29**, 292 (1958).
- [47] C. H. Back, persönliche Mitteilung.
- [48] M. Bauer, R. Lopusnik, J. Fassbender, B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2758 (2000).
- [49] W. K. Hiebert, A. Stankiewicz, M. R. Freeman, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1134 (1997).
- [50] Freundlicherweise von C. H. Back zur Verfügung gestellt.
- [51] M. R. Scheinfein, *LLG Micromagnetics Simulator*, Mikromagnetisches Simulationsprogramm, zu beziehen unter: <http://llgmicro.home.mindspring.com>.
- [52] J. P. Nibarger, R. Lopusnik, T. J. Silva, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 2112 (2003).
- [53] M. Covington, T. M. Crawford, G. J. Parker, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 237202 (2002).
- [54] R. Moosbühler, *GaAs(001)-Oberflächen-Rekonstruktionen und epitaktische Fe-Schichten auf GaAs(001): Wachstum und magnetische Anisotropie*, Dissertation, Lehrstuhl Hoffmann/Back, Universität Regensburg (2003).
- [55] M. Buess, T. P. J. Knowles, U. Ramsperger, D. Pescia, C. H. Back, *Phys. Rev. B* **69**, 174422 (2004).
- [56] G. Woltersdorf, M. Buess, B. Heinrich, C. H. Back, *Time resolved magnetization dynamics of ultrathin Fe(001) films having Au(001), Pd(001) and Cr(001) cover layers*, in Kürze veröffentlicht in *Phys. Rev. B*.
- [57] R. Urban, B. Heinrich, G. Woltersdorf, K. Ajdari, K. Myrtle, J. F. Cochran, *Phys. Rev. B* **65**, 020402 (2001).

- [58] J. Raabe, *Mikroskopische Untersuchungen an ferromagnetischen Nanostrukturen*, Dissertation, Lehrstuhl Weiss, Universität Regensburg (2003).



## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen:

Besonderer Dank gebührt meinem Doktorvater **Prof. Dr. G. Bayreuther**, der es mir ermöglichte, am Projekt „Bauelemente der Magnetoelektronik – Kompetenzzentrum der Magnetoelektronik“ im Rahmen der High-Tech-Offensive Zukunft Bayern mitzuarbeiten. Stets fruchtbare Diskussionen und seine zahlreichen Ideen und Lösungsvorschläge trugen entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit bei. Auch für die Teilnahme an mehreren nationalen und internationalen Tagungen und Konferenzen möchte ich mich bedanken.

Herrn **Prof. Dr. H. Hoffmann** danke ich für die Gelegenheit, an seinem Lehrstuhl mit der Promotion beginnen zu können. Die zwanglose Fortsetzung erfolgte unter seinem Nachfolger **Prof. Dr. C. H. Back**, dem ich für zahlreiche gewinnbringende Diskussionen innerhalb des Themenkreises der Magnetisierungsdynamik besonders danken möchte.

Herrn **Prof. Dr. D. Weiss** danke ich für die Möglichkeit der Benutzung des Reinraums. Das Tektronix TDS 6604 Speicheroszilloskop wurde von **Prof. Dr. K. F. Renk** leihweise zur Verfügung gestellt, wofür ich mich bedanke. Für sehr fruchtbare HF-Diskussionen danke ich seinem Mitarbeiter **Dr. F. Klappenberger**.

Mein besonderer Dank gilt Herrn **Dr. J. Hauch** sowie Herrn **Dr. G. Rieger** für die Überlassung der Magneto-Koppler-Prototypen der Firma Siemens AG, Erlangen sowie zahlreiche fruchtbare Diskussionen im Rahmen der Kooperation innerhalb des Projekts „Bauelemente der Magnetoelektronik – Kompetenzzentrum der Magnetoelektronik“ (s. o.).

Bei allen Fragen rund um die Elektronik konnte ich mich auf den Rat der Mitarbeiter der Elektronik-Werkstatt der Fakultät für Physik der Universität Regensburg verlassen. Vielen Dank dafür, insbesondere an Herrn **M. Simmel**.

Besonders möchte ich mich bei Herrn **I. Neudecker** für die Zusammenarbeit auf vielen Gebieten der Magnetisierungsdynamik bedanken. Er führte alle in dieser Arbeit enthaltenen VNA-FMR-Messungen an einem von ihm konzipierten Aufbau durch. Zahlreiche Diskussionen trugen entscheidend zu Klärung mancher zunächst

unverständlicher Messergebnisse bei.

Bei Herrn **Dr. R. Höllinger** bedanke ich mich herzlich für die Durchführung der mikromagnetischen Simulationen und die Diskussionsbereitschaft bzgl. der theoretischen Grundlagen der Magnetisierungsdynamik. Ebenso danke ich Herrn **M. Buess** für klärende Diskussionen vor allem in der Endphase dieser Arbeit.

Ich bedanke mich bei meinen unmittelbaren „Dynamik-Arbeitskollegen“ innerhalb der Arbeitsgruppe Bayreuther für die Zusammenarbeit, nämlich bei Herrn **B. Becker** und den beiden Diplomanden **R. Hartl** und **T. Martin**. Besonders mit letzterem waren die vielen Besprechungen in der Endphase dieser Arbeit sehr fruchtbar.

Ferner möchte ich mich bei den Herren **M. Dumm**, **M. Sperl** und **T. Hagler** für die Herstellung der Fe/GaAs(001)- bzw. Py-Schichten sowie die Beantwortung von Fragen rund um den Themenkreis Anisotropie bedanken. Für die stets vorhandene Diskussionsbereitschaft und die Klärung vieler Detailfragen bzgl. der Anisotropien des Systems Fe/GaAs(001) möchte ich mich ganz besonders bei Herrn **W. Kipferl** bedanken.

Ich danke dem Leiter der Abteilung Magnetoelektronik des Instituts für Physikalische Hochtechnologie e. V., Jena, Herrn **Dr. R. Mattheis**, sowie Herrn **K.-U. Barholz** für die Herstellung dreier *spin valve-wafer* und Diskussionen rund um den GMR-Effekt.

Dank gebührt all den Mitarbeitern des Lehrstuhls Back und vor allem des Lehrstuhls Weiss, die mir die nötigen Einweisungen in die Reinraum-Arbeit zukommen ließen und mit denen ich zahlreiche Strukturierungsprobleme diskutierte. Besonders möchte ich mich bei Herrn **J. Stahl** für die Anfertigung einiger Aufnahmen mit dem Rasterelektronen-Mikroskop und bei Herrn **M. Rahm** für die Diskussionsbereitschaft bei Fragen der Hall-Magnetometrie betreffend bedanken.

Ich danke schließlich dem **Freistaat Bayern** für die Bereitstellung der Mittel aus denen das Projekt „Bauelemente der Magnetoelektronik – Kompetenzzentrum der Magneto-elektronik“ im Rahmen der High-Tech-Offensive Zukunft Bayern finanziert wurde.